

Eine Methode zur Eliminierung der Auswirkung schädlicher Kapazitäten bei der Erzeugung und Verstärkung von Sprungspannungen.

Von WERNER KROEBEL, Kiel.

Mit 5 Textabbildungen.

(Eingegangen am 13. November 1953.)

Bei vielen Anwendungen der Impuls- und Meßtechnik tritt das Problem auf, Spannungssprünge oder zeitlich annähernd rechteckförmig verlaufende Spannungsimpulse mit extrem steilen Flanken zu erzeugen, zu verstärken und hinsichtlich ihrer geometrischen Form im Spannungszeitdiagramm zu verbessern. Wegen des letztgenannten Bestrebens hat bei der Verstärkung die Einhaltung einer strengen Linearitätsbeziehung zwischen Ausgangs- und Eingangsimpuls einer Verstärkeranordnung keine Bedeutung. In der Regel kommt es hier nur darauf an, für irgendeine Anwendung einen möglichst idealen Spannungssprung oder einen möglichst streng rechteckförmigen Spannungsimpuls mit größerer Amplitude zu erhalten als er gegeben ist. Bei der Verstärkung spielt daher die Betriebsart der verwendeten Verstärkerröhren keine ausschlaggebende Rolle. Es genügt vielfach, sie für solche Zwecke als rein elektronische Schaltorgane zu benutzen. Man kann aus diesem Grunde für die Erzeugung von Spannungssprüngen und Spannungsimpulsen hoher Sprungpotentiale Schaltungsarten heranziehen, die für eine lineare Verstärkung beliebiger Wechselspannungen nicht verwendbar sind. Das gilt indessen nicht nur für Spannungssprünge und Impulse, sondern ganz allgemein für jede Art von sich gleichbleibenden Spannungszeitverläufen. Also z. B. auch für Dreiecksimpulse, Trapezimpulse und dergleichen.

Bei der Erzeugung und Verstärkung der gekennzeichneten Spannungsvorgänge kommt nach dem Obigen nur der Übergangsgeschwindigkeit bzw. der Flankensteilheit an den Sprungstellen und der verstärkungstechnisch möglichen Maximal-Amplitude eine wesentliche Bedeutung zu. Grundsätzlich ist es daher auch möglich, Impulsspannungen und Potentialsprünge mit wenig abgeänderten Schaltungsanordnungen zu verstärken, mit denen sie in der Regel erzeugt werden. Das gilt insbesondere von den sogenannten Multivibratorschaltungen, deren Prinzip zuerst von ABRAHAM [1] angegeben wurde und die in den nachfolgenden Jahren bis heute unter den verschiedensten Gesichtspunkten mannigfaltige Abwandlungen erfuhren.

Die genannten Schaltungen beruhen im Prinzip darauf, daß durch die Anwendung einer wechselseitigen Rückkopplung zweier der Spannungsverstärkung dienenden Elektronenströmungen ein elektrisches System geschaffen werden kann, welches nach Überschreiten einer Schwellenspannung instabil wird und hierbei mit einer hohen Geschwindigkeit in einen neuen Spannungszustand übergeht. Für den neuen Spannungszustand ist es charakteristisch, daß er entweder nur für eine gewisse Zeitdauer, die durch die Wahl bestimmter durch ihre Zeitkonstante wirkenden Glieder der Schaltung gegeben ist, existiert oder selbst wieder beliebige Dauer hat. Im ersten Falle spricht man von einem metastabilen, im zweiten von einem stabilen neuen Zustand.

Man teilt aus diesem Grunde die Multivibratoren nach der Anzahl ihrer stabilen Zustände in verschiedene Typen ein, und zwar in die sogenannten monostabilen und bistabilen Anordnungen. Eine dritte Gruppe bilden dann die selbständig Kippenden, bei denen beide möglichen Zustände metastabil sind und einander wechselweise ablösen.

Für die Zeitdauer des Übergangs von einem Zustand in den anderen ist bei diesen elektrischen Systemen die Geschwindigkeit maßgebend, mit der sich die

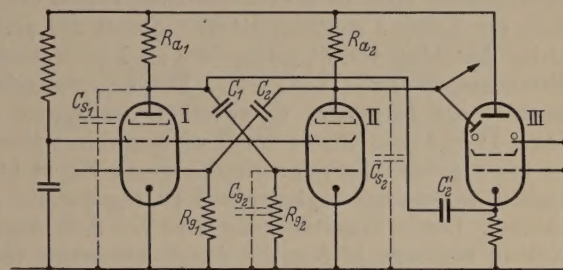


Abb. 1. Multivibrator mit Sekundärelektronenröhre zur Abführung der negativen Ladungen von den Anodenanschlüßpunkten über einen Sekundärelektronenweg.

Spannung an den Anoden der verwendeten Verstärkerröhren ändern kann. Die Größe dieser Änderungsgeschwindigkeit ist verschieden, je nachdem, ob der Übergang in Richtung sinkender oder steigender Spannung abläuft. Das wird aus einer Betrachtung der Wechselspannungsvorgänge an einem selbständig kippenden Multivibrator deutlich. Sein Prinzipschaltbild ist in Abb. 1 wiedergegeben. In ihm ist mit C_{S1} bzw. C_{S2} die schädliche Kapazität der Kondensatoren berücksichtigt, die die Röhrenaushänge und die Schaltung nach Erde hin bilden. Die Röhre III ist bei der Abb. 1 zunächst außer Betracht zu lassen.

Nach der Arbeitsweise eines selbständig kippenden Multivibrators ist stets abwechselnd eine Röhre gesperrt und die andere geöffnet. Das heißt, daß beispielsweise im Sperrzustand der Röhre II das Gitter dieser Röhre negativ vorgespannt ist und zur gleichen Zeit das Gitter der in diesem Falle geöffneten Röhre I durch Gitterstrom auf Kathodenpotential festgehalten wird. Beim Übergang des Sperrzustandes der Röhre II in den stromdurchflossenen wird daher von dem Zeitpunkt an, in welchem Röhre I stromlos geworden ist, C_{S2} und die hintereinander geschalteten Kondensatoren mit den Kapazitätswerten C_2 und C_{g1} teilweise entladen. Das bedeutet, daß in Richtung sinkender Spannung der die Röhre II durchfließende Strom einen Kondensator der Gesamtkapazität C^{II}

$$C^{II} = C_{S2} + \frac{C_2 \cdot C_{g1}}{C_2 + C_{g1}} \quad (1)$$

zu entladen hat. Die Zeitdauer Δt_a eines Übergangs von dem hohen nach dem niederen metastabilen Zu-

stand des Systems ist daher durch die Geschwindigkeit bestimmt, mit der C^{II} durch den Anodenstrom entladen werden kann. Diese Geschwindigkeit hängt, wie eine einfache Rechnung zeigt, für Werte von Δt_a

$$\Delta t_a \ll R_{a2} \cdot C^{\text{II}}, \text{ wenn zugleich } R_{a2} \gg R_i \text{ ist,} \quad (2)$$

praktisch nur von C^{II} und der Größe des bei Gitterspannung 0 fließenden Anodenstromes $i_{0\text{II}}$ durch die Röhre II ab. Die Übergangsgeschwindigkeit ist damit direkt proportional zu $i_{0\text{II}}$ und daher um so größer, je größer die Stromergiebigkeit der verwendeten Röhre ist. Die Ungleichheitsbeziehung (2) für Δt_a ist indessen nur für große Werte von R_{a2} erfüllt, so daß für andere Fälle R_{a2} bei Schaltungen nach Abb. 1 flankensteilheitsvermindernd eingeht.

Beim Übergang in Richtung steigenden Spannungssprungs an der Anode der Röhre II geht diese in den Sperrzustand über. Für die Aufladung von C^{II} steht daher keine Elektronenströmung zur Verfügung. Sie kann allein über den Widerstand R_{a2} erfolgen. Hierbei ist jedoch noch zu berücksichtigen, daß in diesem Falle die Röhre I geöffnet ist und damit der gitterseitige Anschluß von C_2 infolge des an I auftretenden Gitterstromes an Kathode liegt. Der Kopplungskondensator der Kapazität C_2 zwischen der Anode der Röhre II und dem Gitter von I wird mithin während des ansteigenden Sprungverlaufes durch die elektronischen Strömungsvorgänge in I zu C_{S2} parallel geschaltet. Dieser Schaltvorgang wird von dem Augenblick an wirksam, in dem die Anodenspannung von I durch ihre Steuerwirkung auf II, deren Gitterspannung auf Kathodenpotential angehoben hat. Das tritt in der Regel bereits nach einer Spannungserhöhung um etwa 5% des resultierenden Spannungssprunges ein. Die Übergangsgeschwindigkeit des Potentialsprunges an der Anode der Röhre II bei steigender Spannung bestimmt sich daher praktisch allein aus der Zeitkonstanten $R_{a2} \cdot (C_{S2} + C_2)$. Aus dem Umstand, daß R_{a2} sowohl als auch C_2 mit Rücksicht auf die Erhaltung eines ausreichenden Verstärkungsfaktors bei der Arbeitsweise einer Multivibratoranordnung nicht unter gewisse Grenzen herabgesetzt werden kann, ergibt sich daher in der Regel für eine Schaltung nach Abb. 1, daß die ansteigende Impulsflanke um etwa einen Zehnerfaktor flacher verläuft als die abfallende.

Aus der durchgeführten Betrachtung geht also hervor, daß die Bedingung für die Erzeugung steiler Impulsflanken bei einem Multivibrator für die abfallende Richtung einen großen Wert von R_{a2} und für die ansteigende einen kleinen erfordert. Diesen Widerspruch kann man nun beseitigen, wenn es gelingt, den Abfluß der Ladungen von $C_{S2} + C_2$ auf einem elektronischen Weg zu bewerkstelligen, da dann auch für den ansteigenden Sprungverlauf R_{a2} groß sein kann. Das ist nun mit einer Schaltung nach Abb. 1 möglich, wenn die Anode der Röhre II mit der Pallelektrode einer Sekundärelektronenröhre III verbunden wird. Diese selbst wird im vorliegenden Beispiel in der Gitterbasisschaltung benutzt. Zur Steuerung ist die Kathode von III über einen Kondensator C_2' mit der Anode von I verbunden. Nach der beschriebenen Arbeitsweise des aus den Röhren I und II gebildeten Multivibrators ist Röhre I geöffnet, wenn II gesperrt ist und umgekehrt. Macht man daher R_{a2} so groß, daß die Zeitdauer Δt_a des Überganges bei abfallender Sprung-

spannung an der Anode von II klein gegen $R_{a2} \cdot C$ ist, dann wird Δt_a praktisch allein durch die Größe von $C^{\text{II}} = C_{s2} + \frac{C_2 \cdot C_{g1}}{C_2 + C_{g1}} + C_p$ sowie der Größe des sich ergebenden Spannungssprungs und den bei Gitterspannung 0 durch II fließenden Anodenstrom $i_{0\text{II}}$ bestimmt. In dem Ausdruck für C^{II} bedeutet C_p die Kapazität der Pallelektrode von III. Wegen $i_{0\text{II}} = \text{const.}$ ist daher der Übergangsverlauf bei sinkender Spannung in seinem wesentlichen Teil zeitproportional und verläuft bei Verwendung einer stromergiebigsten Röhre II sehr schnell. Während dieses Überganges ist die Spannung an der Anode von I ansteigend und damit die Röhre III, durch Steuerung der Kathode über den Kopplungskondensator C_2' gesperrt. Infolge der Sperrung der Röhre III wird mithin der betrachtete Sprungverlauf an der Anode von II in sinkender Richtung durch die zugeschaltete Röhre III nicht modifiziert. Man kann ihn indessen nach der oben gemachten Darlegung durch Wahl eines relativ niedrigen Widerstandes im Anodenkreis der Röhre I beschleunigen.

Beim Spannungssprung mit ansteigendem Verlauf an der Anode von II wird indessen die Spannung an der Anode von I sinkend und damit die Röhre III über C_2 geöffnet. Demzufolge fließt in der Öffnungsphase der Röhre I ein starker Elektronenstrom von der Pallelektrode zur Anode von III. Wegen seiner durch die EFP 60 gegebenen beträchtlichen Größe entlädt er sehr schnell die an der Anode von II bei ansteigender Impulsflanke wirksamen Kondensatoren, ohne daß über R_{a2} Elektronen abzufließen brauchen. Der Widerstand R_{a2} kann daher nunmehr in der Gesamtschaltung der Abb. 1 zum Zwecke der Erzielung hoher Übergangsgeschwindigkeiten auch bei ansteigender Sprungspannung sehr groß und damit in Übereinstimmung mit der Bedingung $-\Delta t_a \ll R_{a2} \cdot C^{\text{II}}$ bzw. R_{a2} groß — für eine möglichst steil abfallende Impulsflanke gewählt werden. Bei geeigneter Wahl der Betriebsspannungen kann R_{a2} sogar unendlich groß genommen werden, d. h. es kann die Röhre II ohne Außenwiderstand betrieben werden, da sich durch die gegensinnig wirkenden Elektronenströmungen in II und III, wie die Versuche zeigen, ein mittleres Anodenspannungspotential einhalten läßt, bei dem die Anordnung richtig arbeitet. Mit einer Schaltung nach Abb. 1 lassen sich somit Spannungssprünge mit beliebigen großen Außenwiderständen bei Flankensteilheiten für die *abfallende und ansteigende* Impulsflanke erzeugen, die außer von der Größe der schädlichen Kapazität an der Anode von II lediglich durch die Stromergiebigkeit von II für den ersten Fall und der Pallelektrode von III für den zweiten Fall gegeben sind. Bei der Verwendung einer PL 83 an Stelle der Röhre II erhält man hierbei Flankensteilheiten von etwa $1 \cdot 10^{-10}$ sec/Volt. Nach den vorliegenden Versuchsergebnissen ist dabei wegen der hohen Stromergiebigkeit der Pallelektrode der Sekundärelektronenröhre EFP 60 die ansteigende Impulsflanke noch steiler als die abfallende.

Die mit dem Prinzipschema der Abb. 1 wieder gegebene neue Schaltung für die Erzeugung von Spannungsimpulsen bzw. Spannungssprüngen mit extrem steilen von der Sprungrichtung unabhängigen Flanken ist indessen nicht nur wegen der hiermit erreichbaren großen Übergangsgeschwindigkeiten von einem in den anderen metastabilen Zustand eines wechselseitig

metastabilen elektrischen Systems bemerkenswert, sondern vor allem auch wegen der hierbei erreichbaren hohen Impulsspannungen. Da nämlich R_{a2} beliebig groß gewählt werden kann, erreicht man Impulsspannungsamplituden, die nur noch durch die maximalen Grenzwerte für die Elektrodenspannungen der verwendeten Röhren begrenzt sind. Bei Anwendung einer Batteriespannung für die Anordnung gemäß Abb. 1 von 700 Volt war es daher ohne Schwierigkeiten möglich, Impulsspannungen von 400 Volt zu erzielen. Natürlich ist hierbei die Impulsleistung wegen des groß zu wählenden Außenwiderstandes gering. Man kann indessen mit einer hohen Impulsspannung eine sehr stark negativ vorgespannte Verstärkerröhre bei entsprechender Verlagerung ihrer Kennlinie ins Negative durch eine entsprechend hoch gewählte Schirmgitter- und Anodenspannung bis auf Gitterspannung 0 aussteuern und dann leistungsstarke Impulse auf der Anodenseite entnehmen. Mit einer solchen Anordnung unter Nachschaltung einer EL 41 erreicht man ohne Schwierigkeiten über einem Anodenwiderstand von 500 Ω noch Impulsspannungen von 100–150 Volt. Die hierbei maximal erreichbaren Flankensteilheiten der Impulse konnten mit den vorhandenen Meßmitteln [2] hier noch nicht exakt bestimmt werden. Sie dürften unter $1 \cdot 10^{-10}$ sec/Volt liegen. Für die Gesamtdauer des Sprungverlaufs ergeben sich damit Zeiten von etwa $1 \cdot 10^{-8}$ sec. Sie hängt vom Aussteuerbereich der benutzten Endröhre und von der Wahl ihrer Elektrodenspannungen ab.

Die Schaltung kann nun in mannigfacher Weise variiert werden. So kann man beispielsweise die Röhre III auch in der normalen Kathodenbasisschaltung verwenden, in welchem Falle die Kopplung von der Anode der Röhre II an das Gitter von Röhre III erfolgen muß. Man kann stattdessen auch das Gitter von I galvanisch mit dem von Röhre III verbinden. Ebenso läßt sich das erläuterte Schaltungsprinzip auf andere Typen von Multivibratorschaltungen anwenden. Hierüber und über weitere Einzelheiten wird mein Schüler RUMSWINKEL [3] in Kürze berichten, weshalb hier darauf nicht näher eingegangen sei.

Wie eingangs dargelegt wurde, können für die Verstärkung von Impulsen mit unveränderlich festvorgegebenen Spannungsverläufen, also insbesondere von rechteckförmig verlaufenden Spannungszeitfunktionen Röhrenschaltungen verwendet werden, die derartige Impulse zu erzeugen gestatten und bei denen die Röhren lediglich als elektronische Schaltorgane wirken. Mit einer geringen Abwandlung der Schaltung von Abb. 1 gemäß Abb. 2 läßt sich daher auch eine Impulsspannungsverstärkung erzielen. Sie unterliegt jedoch der einschränkenden Bedingung, daß in Bezug auf die Sprungverläufe keine Linearitätsbeziehung zum primären Steuerimpuls besteht, da der Sprungverlauf durch die Eigengesetzlichkeit der Schaltungsanordnung bestimmt ist. Die zu treffende Abänderung besteht zunächst darin, daß der mit den Röhren I und II gebildete Multivibrator durch eine feste negative Gittervorspannung an der Röhre I monostabil gemacht wird. Er kommt daher erst in Funktion, wenn durch einen negativen Steuerimpuls auf das Gitter der Röhre II die zuvor durch die negative Vorspannung gesperrte Röhre I stromführend wird. Zur Vermeidung einer zusätzlichen kapazitiven Belastung der Anode der eigentlichen Verstärkerröhre II wurde im vorlie-

genden Falle die Rückkopplung von II an das Gitter von I über das Schirmgitter von II durchgeführt.

Die Sekundärelektronenröhre III ist in der Kathodenbasisschaltung benutzt und liegt gitterseitig direkt am Gitter von I. Ohne Steuerimpuls ist I und III gesperrt und nur II geöffnet. Daher liegt an der Anode von II eine niedrige Spannung. Gelangt nun an das Gitter von II ein negativer Steuerimpuls ausreichender Spannung, dann wird wegen der hierauf ansteigenden Spannung am Schirmgitter entsprechend dem Multivibratormechanismus Röhre I und III geöffnet und damit die Elektronenladung auf C_{S2} über die Prallelektrode unabhängig von der Größe von R_{a2} abgeführt. Die Anodenspannung von II steigt damit gemäß der Eigengesetzlichkeit der gewählten Anordnung auf eine positive metastabile Spannung an und verharrt in diesem Zustand bei passender Wahl der Zeitkonstante in den Gitterkreisen von I und II solange der Steuerimpuls dauert, um dann entsprechend schnell wieder in den Anfangszustand zurückzufallen.

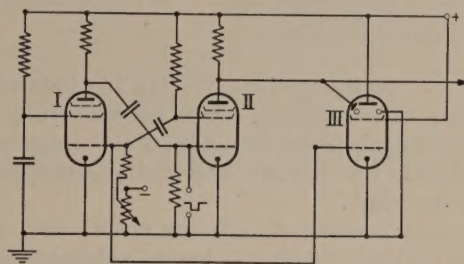


Abb. 2. Verstärker für Impulserneuerung für hohe Sprungamplituden.

Um von diesen Zeitkonstanten unabhängig zu sein und damit Impulse eines weiten Impulsdauerbereiches verstärken zu können, muß die wechselseitige Kopplung von II nach I galvanisch erfolgen.

Der mit der Anordnung verstärkte Rechteckimpuls ist von der Anode der Röhre II abzunehmen. Da auch hier aus den im Zusammenhang mit der Erörterung der Wirkungsweise der Schaltung nach Abb. 1 dargelegten Gründen der Anodenarbeitswiderstand sehr groß gemacht werden kann, lassen sich sehr hohe Impulsspannungen erzielen. Die Höhe der erreichten Impulsspannung ist dabei unabhängig von der Größe des Steuerimpulses. Dieser seinerseits muß nur einen durch die Größe der negativen Vorspannung von I bestimmten Schwellenwert überschreiten, um den Verstärkungsvorgang auszulösen. Wegen des Fehlens einer Linearitätsbeziehung für die Sprungverläufe zwischen verstärktem und dem Eingangsimpuls erhält man unabhängig von der Form des Eingangsimpulses stets die gleiche durch die Eigengesetzlichkeit der Sprungverläufe der Anordnung bestimmte Flankensteilheit der Ausgangsimpulse. Bei Verwendung eines sehr großen Außenwiderstandes hat der bei einer Schaltung gemäß Abb. 2 erhaltene verstärkte Spannungsimpuls nur eine geringe Leistung. Um hieraus einen leistungsstarken Impuls zu machen, muß man ihn daher, wie zuvor erwähnt, als Steuerimpuls auf eine geeignet geschaltete Leistungsröhre wirken lassen.

Die Möglichkeit der Fortschaffung von negativen elektrischen Ladungen vom Anodenkondensator einer Verstärkerröhre auf elektrischem Wege über die Prallelektrode einer Sekundärelektronenröhre gestattet nun eine ganze Reihe von weiteren Anwendungen in speziellen Schaltungen. Verknüpft man z. B. eine Verstärker-

röhre I gemäß dem Schaltungsbeispiel in Abb. 3 oder 4 mit einer Sekundärelektronenröhre II und wählt die Batteriespannung für II größer als für I, dann kann man durch geeignete Wahl der Elektroden Spannungen erreichen, daß der durch den Widerstand R_{a1} hindurchfließende Strom $i = i_{a1} - i_{a2}$ in Abhängigkeit von der Gitterspannung der Röhre I einen Kennlinienverlauf ergibt, der sich über einen weiten Strom-

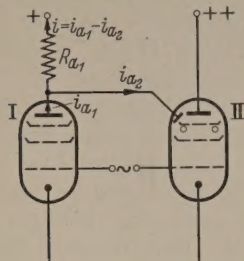


Abb. 3. Schaltungsanordnung mit einer resultierenden Kennlinie für die Verstärkerröhre I, die im $I_a - U_g$ Diagramm von negativen Anodenstromwerten zu positiven linear verläuft.

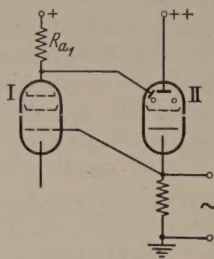


Abb. 4. Schaltbild gemäß der Funktion der Abb. 3 mit unsymmetrischem Eingang.

bereich von stark negativen Werten für i bis zu positiven erstreckt. Zur phasenrichtigen Steuerung ist für das Schaltungsbeispiel der Abb. 3 ein erdsymmetrisches Signal, für das der Abb. 4 ein erdunsymmetrisches erforderlich.

Mit einer solchen Anordnung erhält man mithin einen wesentlich erhöhten Aussteuerbereich als für eine Röhre allein. Da im allgemeinen bei Verstärkerschaltungen die schädliche Kapazität der Leitungsführung wesentlich bestimmend ist für die Summe aller

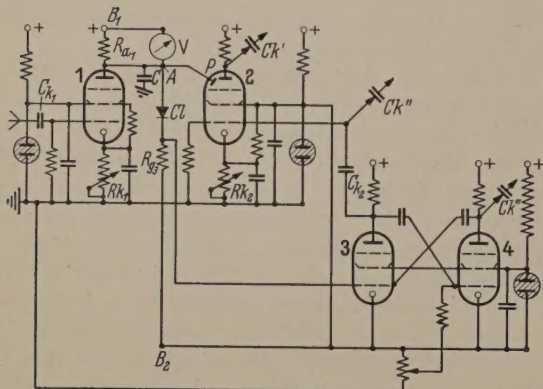


Abb. 5. Frequenzteilerschaltung für extrem hohe Teilerverhältnisse [-200:1].

schädlichen Kapazitäten des Röhrenauses, ist mit einer Schaltung nach Abb. 3 bzw. 4 ein merklicher Gewinn an Nutzspannung erzielbar. Da es im übrigen grundsätzlich möglich ist, die beiden in der Schaltung verwendeten Röhrentypen in einem Kolben unterzubringen und die Anode des Systems der Röhre I zugleich als Parallelektrode für eine getrennte Elektronenstromung zu entwickeln, würde zudem mit der erörterten Schaltung durch die Parallelschaltung der Parallelektrode zur Anode des Röhrensystems I keine merkliche Steigerung der Ausgangskapazität verbunden sein.

In Abb. 5 ist ein anderes Anwendungsbeispiel wiedergegeben. In ihm ist Röhre I eine gesperrte Verstärkerröhre. Sie ist mit der Parallelektrode einer ebenfalls gesperrten Sekundärelektronenröhre II verbun-

den. C bedeutet einen Ladekondensator geeigneter Größe. Im Grenzfall hat er die Größe der schädlichen Kapazität an der Anode der Röhre I. Der Widerstand R_{a1} soll extrem groß sein bzw. ganz fehlen. Werden daher über den Kopplungskondensator C_{K1} Spannungsimpulse gleichbleibender Form und Amplitude zu geführt, die I während der Impulszeit öffnen, dann sammeln sich auf C die durch den Steuervorgang freigegebenen Ladungsmengen an. Die Röhre I hat als integrierende Eigenschaften. Die Spannung an der Punkt A wird mithin von hohen nach tiefen Werten abfallen. Sinkt sie soweit ab, daß durch den Gleichrichter Cl ein Strom fließt, dann entsteht über R_3 ein Spannungsabfall, der den mit den Röhren II und IV gebildeten monostabilen Multivibrator anstößt, wobei ein positiver Spannungsimpuls an der Anode von Röhre III entsteht, der die Röhre II über den Kopplungskondensator C_{K2} öffnet und damit über die oben beschriebene Wirkung der Parallelektrode das Potential des Punktes A wieder auf die durch die Dimensionierung der Schaltung der Röhre I und II gegebene positive Grundspannung auflädt. Mit dem Vorgang der Anhebung des Potentials des Punktes A ist ein Spannungsimpuls über Ck' abnehmbar. Bei Zuleitung periodischer Spannungsimpulse über C_{K1} an I arbeitet mithin die Anordnung der Abb. 5 als Frequenzteiler. Das Teilverhältnis kann hierbei sehr groß sein. Es hängt von der Größe der mit jedem Steuerimpuls über C_{K1} ausgelösten Strommenge sowie von der Größe des Kondensators C und den verwendeten Elektroden Spannungen ab. Mein Schüler PHILIPP hat diese Schaltung näher untersucht und hat zeigen können, daß mit ihr Frequenzteilverhältnisse von 200 : 1 bei einwandfreiem stabilen Arbeiten der Anordnung möglich sind. Es steht zu erwarten, daß mit dieser in mannigfacher Weise variierbaren Schaltung noch wesentlich höhere Frequenzteilverhältnisse erhalten werden können. Hierüber wird jedoch in einer speziellen Arbeit von PHILIPP noch in Kürze berichtet werden.

Mit der Anordnung der Abb. 5 lassen sich je nach der Art der verwendeten Auslöseimpulse am Eingang der Schaltung verschiedene Spannungszeitverläufe erzielen und über der Anode der Röhre I abnehmen. Im besonderen kann man unter Verwendung einer periodischen Folge von sogenannten Nadelimpulsen Treppenkurven im Spannungszeitdiagramm erzeugen. Die Anzahl der Treppenstufen hängt hierbei von der Ladungsmenge ab, die mit jedem Impuls auf den Anodenkondensator gebracht wird, von der Größe dieses Kondensators und der Größe der Sprungspannung, auf die das elektrische System der Abb. 5 durch die Wahl der Sperrspannung des Gleichrichters Cl eingestellt ist. Die Zeitdauer des Überganges von einer Stufe der erzeugten Treppe zur nächsten wird durch die Zeitdauer der Nadelimpulse bestimmt. Wählt man hierfür Entladungsimpulse, wie sie mit einer Gasentladungsröhre erzeugbar sind [4], dann kann man mit ihnen Übergangszeiten von wenigen 10^{-8} sec erzielen. Es läßt sich daher mit einer derartigen Schaltung in einfacher Weise durch Regelung der Stärke der Stromstöße pro Nadelimpuls die Stufenzahl der erzeugten Treppenkurve verändern.

Ein besonderer Vorzug der Schaltung besteht darin, daß bei ihr die Auslöseimpulse am Eingang nicht periodisch aufzutreten brauchen, sondern ganz willkürlich aufeinander folgen können. Die Schaltung

eignet sich aus diesem Grunde daher auch für Zähl-schaltungen von Vorgängen, die nicht periodisch sind, insbesondere für Messungen mit Zählrohren bzw. Zählrohranordnungen.

Zusammenfassung.

Durch eine Analyse der Ent- und Aufladevorgänge bei einer selbständig kippenden Multivibratorschaltung wird gezeigt, daß in der Regel die abfallenden Flanken der erzeugten Spannungsimpulse steiler verlaufen als die ansteigenden und daß der Unterschied in den Steilheiten beider umso größer wird, je größer die Steilheit der abfallenden Flanke ist. Wie die durchgeführte Analyse ergibt, ist es erforderlich, um auch für die ansteigenden Impulsflanken hohe Steilheiten zu erzielen, für die Wiederaufführung der der Anode einer der Multivibratorröhren zugeführten negativen Ladungen einen elektronischen Entladungsweg vorzusehen. Es wird gezeigt, daß ein solcher Weg durch den Entladungsmechanismus zwischen der Parallelektrode einer Sekundärelektronenröhre und ihrer Anode gegeben ist. Mit einer Multivibratorschaltung, bei der eine Sekundärelektronenröhre zusätzlich zur Anwendung kommt, gelingt es daher, Spannungsimpulse extrem hoher Steilheiten für beide Impulsflanken zu erzielen. Da bei dieser Schaltung der Innenwiderstand im Anodenkreis der zugehörigen Röhre beliebig groß gewählt werden kann, wird

es möglich, Impulse hoher Impulsspannungen — bei üblichen Röhren bis zu 400 Volt — zu erreichen. Mit ihnen kann man Leistungsröhren sehr weit aussteuern und hierbei leistungsstarke Impulse mit Flankensteilheiten unter $1 \cdot 10^{-10}$ sec pro Volt erzeugen.

Es wird weiter dargelegt, daß die Verwendung einer Sekundärelektronenröhre in der Weise, daß mit ihr negative Ladungen abgeführt werden können, eine allgemeine Anwendung auch auf andere Schaltungen erlaubt. So läßt sich z. B. eine Frequenzteilerschaltung entwickeln, mit der Frequenzteilungen nach den bisherigen Erfahrungen bis zu Verhältnissen von 200:1 durchgeführt werden können. Die Schaltung kann so ausgeführt werden, daß sie auch für die Zählung von nichtperiodischen Impulsen verwendet werden kann. Es lassen sich auch mehrere Teilerschaltungen aneinander anschließen. Bezüglich weiterer Anwendungsbeispiele sei auf die demnächst in dieser Zeitschrift erscheinende Arbeit von Philips selbst verwiesen.

Literatur. [1] ABRAHAM, F. u. E. BLOCH: Ann. Chim. Physique **12** (1919) 237/302. — [2] KROEBEL, W.: A. E. U. **1**, 108 (1947). — [3] KROEBEL, W.: Z. angew. Phys. **5**, 48 (1950). — [4] KROEBEL, W.: Elektron **5**, 444 (1951/52). — [5] RUMSWINKEL K.-E.: erscheint in Z. angew. Phys. — [6] KNOOP, E. u. W. KROEBEL: Z. angew. Phys. **2**, 281 (1950).

Prof. Dr. WERNER KROEBEL,
Institut für angewandte Physik der Universität Kiel.

Über die elektrische Aufladung aufgewirbelter Staubwolken.

Von ERWIN BODENSTEDT.

Mit 9 Textabbildungen.

(Eingegangen am 14. November 1953.)

1. Einführung.

Eine Untersuchung der Aufladung aufgewirbelter Staubwolken ist einmal von technischem Interesse im Hinblick auf die Möglichkeit einer Selbstentzündung von Staubeexplosionen; zum anderen verspricht sie Aufschlüsse über den Aufladungsvorgang selbst, d. h. über die Natur der Reibungselektrizität. Gegenüber den bisher fast ausschließlich mit Elektrometern durchgeführten qualitativen und selten reproduzierbaren Messungen der Gesamtüberschußladungen wird im folgenden ein Meßverfahren beschrieben, das die vollkommene statistische Beschreibung des Aufladungszustands einer Staubwolke ermöglicht, d. h. also des Häufigkeitsgebirges über der Ladungs-Korngrößenebene. Es werden Meßresultate wiedergegeben, sowie ein paar Resultate einer umfangreichen daran angeknüpften theoretischen Überlegung.

2. Eine Fehlerdiskussion als Grundlage des Verfahrens.

Das Verfahren muß die beiden Forderungen erfüllen, daß es einmal die Messung der Größe und der Ladung der Einzelteilchen ermöglicht, sowie daß der Meßvorgang selbst keine Auswahl trifft, d. h. daß alle Teilchen mit gleicher Wahrscheinlichkeit erfaßt werden. Die prinzipielle Schwierigkeit besteht darin, daß wegen der individuellen Gestalt der Einzelteilchen die Messung ihrer Ladung und ihrer Größe mit einem ungewöhnlich großen Fehler behaftet ist. Das MILLICANsche Verfahren, das grundsätzlich angewandt wird, ermöglicht zwar bei kugelförmigen Teilchen die Mes-

sung von Größe und Ladung mit großer Genauigkeit, aber die Abweichung der individuellen Gestalt der Staubeilchen von der Kugel liefert unvermeidbare Fehler. Es muß untersucht werden, ob durch diesen Fehler der Einzelmessung, der praktisch durchaus 50—100% erreichen kann, nicht eine statistische Messung sinnlos wird.

Das Problem ist allgemeiner Natur. Es handelt sich um das mathematische Problem der Fälschung einer Statistik durch den Streufehler der Einzelmessung. Die Einzelmessung x möge um den wahren Wert ξ in einer GAUSZschen Verteilung streuen:

$$H(x) dx = \frac{1}{m \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(x-\xi)^2}{2m^2}} dx$$

oder, wenn man den relativen Fehler p einführt ($m = p \cdot |\xi|$), der konstant sein soll,

$$H(x) dx = \frac{1}{p \cdot |\xi| \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(x-\xi)^2}{2 p^2 \xi^2}} dx.$$

Dann ist der Anteil der Häufigkeit des wahren Wertes zwischen ξ und $\xi + d\xi$, der in das gemessene Intervall zwischen x und $x + dx$ fällt

$$y^*(\xi) \cdot \frac{1}{p \cdot |\xi| \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(x-\xi)^2}{2 p^2 \xi^2}} \cdot dx \cdot d\xi,$$

wo $y^*(\xi)$ die wahre Verteilungsfunktion sei. Durch Integration über ξ erhält man die gemessene Ver-

teilungsfunktion $y(x)$

$$y(x) dx = dx \cdot \int_{\xi=-\infty}^{+\infty} y^*(\xi) \cdot \frac{1}{p|\xi| \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(x-\xi)^2}{2p^2\xi^2}} \cdot d\xi.$$

Diese Integralgleichung für $y^*(\xi)$ enthält die bemerkenswerte Aussage, daß zwischen der gemessenen und der wahren Verteilungsfunktion ein umkehrbar eindeutiger Zusammenhang besteht, daß insbesondere bei Kenntnis der gemessenen Verteilung $y(x)$ und des relativen Streufählers der Einzelmessung die wahre Verteilung $y^*(\xi)$ mit beliebiger Genauigkeit berechnet werden kann. Diese Aussage ist die theoretische Grundlage des im folgenden im Einzelnen beschriebenen Verfahrens.

Zur praktischen Durchführung der Korrektur der gemessenen Verteilungskurven wurde ein Verfahren successiver Approximation zur Lösung der Integralgleichung ausgearbeitet.

3. Das Meßverfahren und die Anordnung.

Der Grundgedanke der MILLICANSchen Anordnung ist es, aus der Fallgeschwindigkeit der Teilchen auf ihre Größe und aus der Beeinflussung ihrer Bewegung durch ein elektrisches Feld auf ihre Ladung zu schließen. Die MILLICANSche Anordnung erlaubt unmittelbar noch nicht die Aufnahme einer Statistik über Ladung und Größe vieler Teilchen. In Anlehnung an ein Verfahren von FUCHS und PETRYANOW [1] zur Untersuchung von Nebeln wurde die Methode angewandt, die Zickzackbahnen der Teilchen ultramikroskopisch bei waagerechter optischer Achse zu photographieren, die sie unter der Wirkung eines horizontalen elektrischen Wechselfeldes und der Schwerkraft beschreiben. Man entnimmt den Zickzackbahnen die Sedimentationsgeschwindigkeit und damit über das STOKESSche Gesetz ihre Größe und aus der Amplitude der Zickzackbahn ihre Ladung. FUCHS und PETRYANOW erzeugen das Wechselfeld mit Hilfe eines Kommutators. Um das Vorzeichen der Ladungen erkennen zu können, machen sie die Rechteckspannungskurve unsymmetrisch, indem sie eine Halbperiode des Kommutators etwas länger machen als die andere. Die Zickzackbahnen werden dann geneigt, und aus dem Sinn der Neigung läßt sich das Vorzeichen der Ladung ablesen. Beleuchtet wird von oben mit Hilfe eines 30-Amp.-Flammenbogens als Lichtquelle, wobei das Bündel nach Passieren des Kondensators durch einen Hohlspiegel in sich zurückgeworfen wird, um Photohoreseffekte zu vermeiden. Die Beobachtungskammer ist ein Hohlraum in einem Kupferblock, die Elektroden (8 mm Ø) haben einen Abstand von 4 mm und sitzen auf Glasröhrchen, durch die der Aerosol eingeblasen wird. Das Verfahren ist in dieser Form für die Untersuchung von Stauben ungeeignet: einmal wird die Statistik in schlecht übersehbarer Weise dadurch gefälscht, daß bei der verschiedenen Neigung der Bahnen gegenüber der Vertikalen die schwach geladenen Teilchen eine größere Chance haben, in das Blickfeld der Kamera zu kommen, als die stark geladenen. Zum zweiten wird man bei der geringen Größe der Kammer von jeder eingeblasenen Staubwolke kaum mehr als eine Aufnahme machen können. Auf dieser Aufnahme werden dann alle Korngrößen und damit die verschiedensten Fallgeschwindigkeiten vorkommen. Die gewählte Spannungsamplitude und Frequenz wird daher nur für eine mittlere Korngröße und

Ladung günstig sein, während sie bei Teilchen wesentlich anderer Korngröße und Ladung so ungünstig liegen müssen, daß keine Messung mehr möglich ist. Zum Dritten werden die langen, engen Rohre, durch die eingeblasen wird, die Statistik fälschen, sowie die Ladung von Teilchen ändern, die die Wand berühren. Schließlich ist es ein Nachteil, daß der Aerosol die ganze Kammer ausfüllt; einmal wird das Dunkelfeld verschlechtert, was lange Belichtungszeiten ausschließt, die für die kleinsten Teilchen erforderlich sind, zum andern muß die Kammer sehr oft gereinigt werden, da dauernd Teilchen auf den Platten landen.

Es möge nun beschrieben werden, wie versucht wurde, unter Vermeidung dieser Mängel ein für die Staubuntersuchung geeignetes Verfahren zu entwickeln.

Es war wesentlich, eine Neigung der Bahnen zu vermeiden, die oben erforderlich war, um das Vorzeichen der Ladung zu erkennen. Bei Teilchen von der Größenordnung einiger μ spielen gegenüber den Reibungskräften und dem Gewicht die Trägheitskräfte keine Rolle mehr, wie eine Abschätzung leicht erkennen läßt, und wie auch die exakten Zickzackbahnen ohne abgerundete Ecken bei den Aufnahmen von FUCHS und PETRYANOW zeigen, so daß also die Teilchen dem elektrischen Feld praktisch trägheitsfrei folgen. Dies legt es nahe, zur Erkennung des Vorzeichens eine unsymmetrische zeitliche Änderung des Feldes zu verwenden anstelle der Rechteckkurve, jedoch von einer Gestalt, daß insgesamt keine Neigung der Bahn auftritt. Es wurde die einfachste in Frage kommende Kurve, die Sägezahnkurve, verwandt. Wenn das Teilchen dem linear ansteigenden Feld trägheitslos folgt, so bewegt es sich horizontal mit konstanter Beschleunigung, und zusammen mit der vertikalen konstanten Fallgeschwindigkeit kommt eine Bahn zustande, die aus Parabelbögen zusammengesetzt ist. Die Scheitel der Parabelbögen liegen bei positiven und negativen Ladungen natürlich auf entgegengesetzten Seiten, woraus das Vorzeichen erkannt wird.

Um die Spannungsamplitude und die Frequenz der Größe der Teilchen anpassen zu können, dürfen jeweils nur Teilchen von einigermaßen einheitlicher Fallgeschwindigkeit im Kondensator sein. Man erreicht dies dadurch, daß man die Aufwirbelung der Staubwolke in einem größeren Glaskolben vornimmt, der über dem Kondensator angeordnet ist. Es wird dann der Kondensator zunächst von den größten und damit am schnellsten fallenden Teilchen passiert; die kleinsten Teilchen kommen dagegen erst zuletzt. Durch das große zusammenhängende Gasvolumen besteht bei dieser Anordnung allerdings in erhöhtem Maße die Gefahr, daß im Kondensator störende Konvektionsströme auftreten. Sehr günstig ist natürlich, daß sich von einer einzigen Staubwolke viele Aufnahmen hintereinander machen lassen.

Es ist jetzt auch leicht möglich, durch den Einbau von Spalten dafür zu sorgen, daß nur ein sehr schmales Bündel von Staubeilchen durch den Kondensator fällt, wodurch also einmal verhindert wird, daß zu viele Teilchen auf den Platten landen, und wodurch zum zweiten das Dunkelfeld verbessert wird. Der Einbau von Spalten ist außerdem sehr wirkungsvoll in der Verhütung von Konvektionsströmen. Allerdings ist es notwendig abzuschätzen, wie schmal man den Spalt

achen darf, ohne die statistische Ladungsverteilung des passierenden Bündels in nennenswerter Weise zu verändern, denn die Spaltbacken üben natürlich auf die geladenen Teilchen beiderlei Vorzeichens Anziehungskräfte aus. Bei einer unendlich ausgedehnten ebenen Grenzfläche zwischen zwei Medien verschiedener Dielektrizitätskonstante hat diese Anziehungskraft den Betrag

$$K = \frac{Q^2 \cdot (\epsilon_2 - \epsilon_1)}{(\epsilon_2 + \epsilon_1) \cdot 4 \pi \epsilon_1 \epsilon_0 \cdot 4 a^2} \quad (a = \text{Abstand von der Grenzfläche}).$$

s wurde als Spaltmaterial Trolitul verwandt. Die Abschätzung ergibt, daß erst unterhalb von 1 mm Spaltbreite der Fehler merklich wird. Es wird ein System von zwei Spalten verwandt, von denen der obere 2 mm und der untere 1 mm Breite hat. Die Gesamtanordnung geht aus der schematischen Skizze (Abb. 1) hervor. Als Lichtquelle dient ein Kohlebogen (5 Amp). Eine Küvette mit einer Kupfervitriollösung absorbiert die langen Wellen. Der Krater der Bogenlampe (1) wird mit der Linse (2) über einen Planspiegel (3) auf einer Spaltblende (4) vergrößert abgebildet, so daß der ganze Spalt (4,5 × 8 mm) voll ausgeleuchtet wird. Der Spalt wird durch ein Mikroskopobjektiv (5) in die Mitte der Kammer abgebildet. Nach dem Passieren der Kammer wird das Bündel durch einen Hohlspiegel in sich zurückgeworfen. Das Bündel passiert die Kammer unter einer Neigung von 45°. Der Öffnung des Bündels sind Schranken gesetzt durch den Abstand der Kondensatorplatten. Wenn man den Plattenabstand zu groß macht, dann wird die erforderliche Spannungsamplitude unangenehm groß.

Für die Mikrophotographie der Bahnen wurde ein Zeit-Mikroskop mit Mikroansatz und eine Leica verwandt (Objektiv-Vergrößerung 3,2fach, Okular-Vergrößerung 10fach, Arbeitsabstand 35 mm, Objektivapertur 0,15). Das gleiche Objektiv wurde auch zur Beleuchtung verwandt. Als Filmmaterial diente Agfasopan ISS (21/10° Din). Die Sägezahnspannungskurve wurde mit einem Kippgenerator erzeugt. Die Spannungsamplituden waren stufenweise regelbar von 0 bis 300 Volt und die Frequenzen von 0,5—10 sec⁻¹.

Um die Fallgeschwindigkeiten aus den photographierten Bahnen ablesen zu können, muß jeder Bahn ein Zeitmaßstab aufgeprägt werden. Bei den geladenen Teilchen hat man die bekannte Zeit einer Kippperiode. Eine statistische Auswertung verlangt aber selbstverständlich auch eine Berücksichtigung der ungeladenen Teilchen. Man geht hier am einfachsten so vor, daß man durch eine rotierende Blende den Strahlengang der Beleuchtung periodisch unterbricht. Die Anordnung einer solchen rotierenden Blende sieht man in der schematischen Skizze (6). Man muß sich klar machen, daß die Blenden sich horizontal über den Spalt (4) bewegen müssen; denn würden sie vertikal den Spalt überstreichen, so würde die Geschwindigkeitsmessung durch einen Dopplereffekt erheblich verfälscht.

Die Beobachtungskammer wurde aus Trolitul gefertigt. Als Fenster für den Strahlengang der Beleuchtung und des Mikroskops wurden runde Deckgläschen verwandt, die, am Rand ein wenig eingefettet, in entsprechenden Ausfräsungen im Trolitulkörper einfach eingedrückt wurden. Die Kondensatorplatten wurden aus Messing hergestellt. Sie wurden schwarz geätzt. Die Innenwand der Kammer wurde mit einem schwarzen Stoff ausgekleidet. Auf der dem Mi-

kroskop gegenüber liegenden Wand wurde ein beaufschlagtes Deckgläschen angebracht; so wurde tatsächlich ein befriedigendes Dunkelfeld erreicht. Von oben fällt der Staub durch einen Schieber, der den ersten Spalt trägt, und dann durch den unmittelbar über der Kammer liegenden zweiten Spalt in den Kondensatorraum. Die ganze Kammer sitzt in einem dickwandigen Kupferzylinder, der äußere Temperatureinflüsse

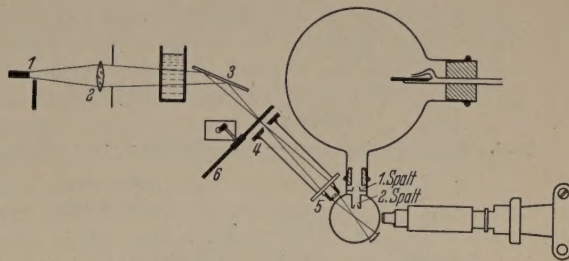


Abb. 1. Schematische Skizze der Versuchsanordnung.

weitgehend fernhält. Wegen der guten Wärmeleitfähigkeit von Kupfer hat der Zylinder an allen Stellen gleiche Temperatur und verhindert damit im Innern die Entstehung von örtlichen Temperaturunterschieden. Die geringsten Temperaturdifferenzen im Innern der Kammer rufen natürlich Konvektionsströme hervor, die die Messung vor allem bei den kleinsten Teilchen unmöglich machen würden. Wenn die Apparatur einige Stunden in einem Raum einigermaßen konstanter Temperatur unberührt stand, dann waren keine

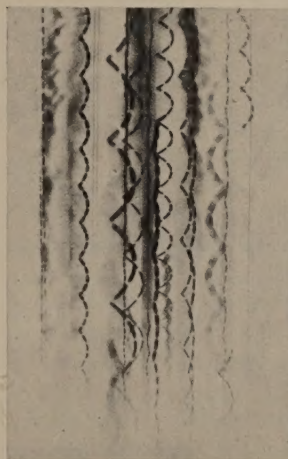


Abb. 2. Photographierte Teilchenbahnen beim Zuckerstaub.

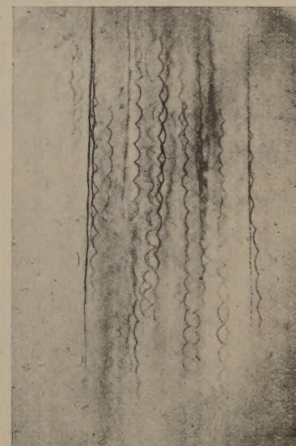


Abb. 3. Photographierte Teilchenbahnen beim Ruß.

merklichen Konvektionsströme mehr vorhanden und traten auch nicht während der halben Stunde Dauerbetrieb einer Meßreihe auf.

Zur Auswertung der aufgenommenen Teilchenbahnen ist es erforderlich, den Zusammenhang zwischen Fallgeschwindigkeit und Korngröße empirisch zu bestimmen. Für die Fehlerdiskussion muß insbesondere auch die Schwankung der Korngröße von Teilchen einheitlicher Fallgeschwindigkeit gemessen werden. In einem kleinen Kolben wird eine Wolke aufgewirbelt, und man läßt die Teilchen dann in einem Fallrohr eine Fallstrecke von etwa 1,40 m durchfallen. Durch einen am unteren Ende befindlichen Drehkranz werden nach gemessenen Zeiten kurzfristig Deckgläschen eingeführt, und von den aufgefangenen Teilchen werden dann mikroskopische Korngrößenanalysen vorgenommen. Es ergab sich, daß bei sämtlichen

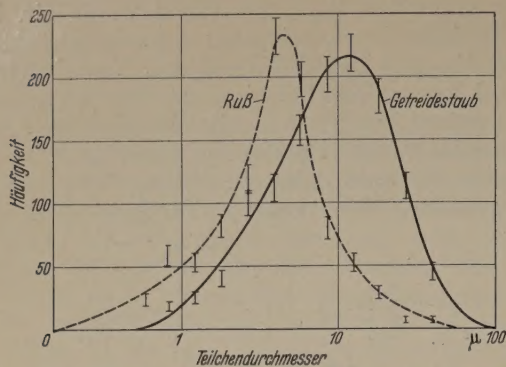


Abb. 4. Korngrößendiagramme — Getreidestaub — — — Ruß.

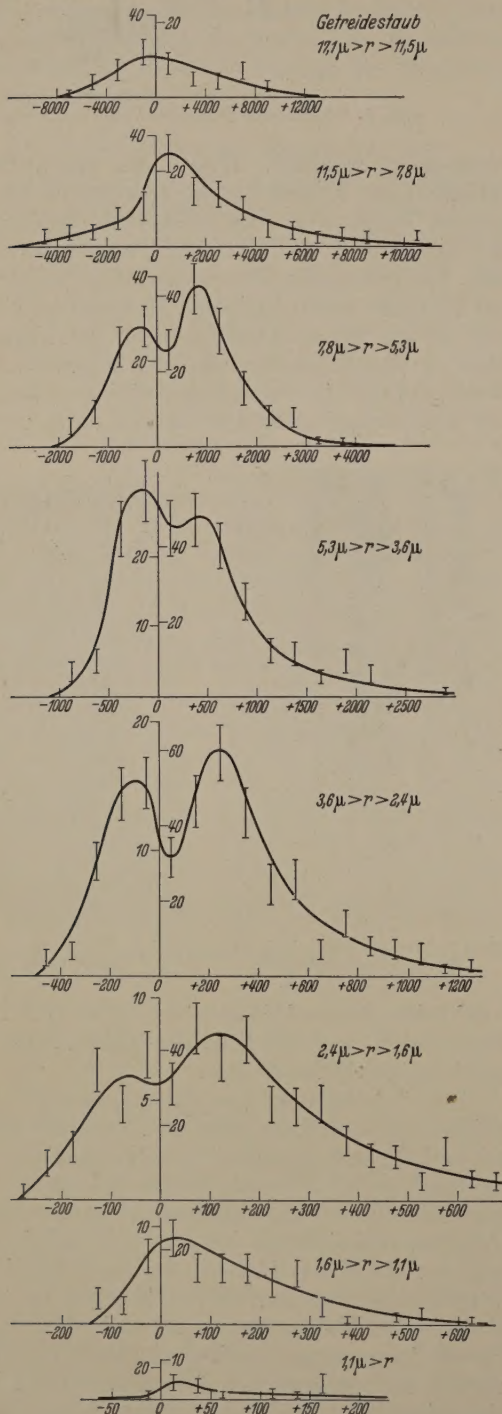


Abb. 5. Gemessene Ladungsverteilungskurven beim Getreidestaub.

Anm.: Auf der Abszisse sind die Ladungen in Elementarladungen aufgetragen. Die Ordinatenachse trägt zwei Maßstäbe: rechts ausgemessene Teilchenzahl, links tatsächliche Teilchenzahl bei einer Gesamtzahl von 1000.

untersuchten Stauben das STOKESSCHE Gesetz ganz gut erfüllt war, und es wurde dann aus den Fallversuchen auf die Teilchendichte und den mittleren Fehler der Einzelmessung geschlossen. Zur Auswertung der photographierten Teilchenbahnen (s. Abb. 2 u. 3) werden dann nur der Abstand zweier Spitzen und die Amplitude gemessen und in elementarer Weise daraus Ladung und Größe berechnet, bzw. bei den ungeladenen Teilchen aus der Zeitmarkierung die Fallgeschwindigkeiten und damit die Radien bestimmt.

Von einer einzigen aufgewirbelten Staubwolke werden auf diese Weise 1000—2000 Einzelteilchen ausgemessen und in einer Statistik nach Korngröße und Ladung sortiert. Die Ladungsverteilungen innerhalb der einzelnen Korngrößenintervalle werden dann mit Gewichtsfaktoren versehen, die einer getrennt davon

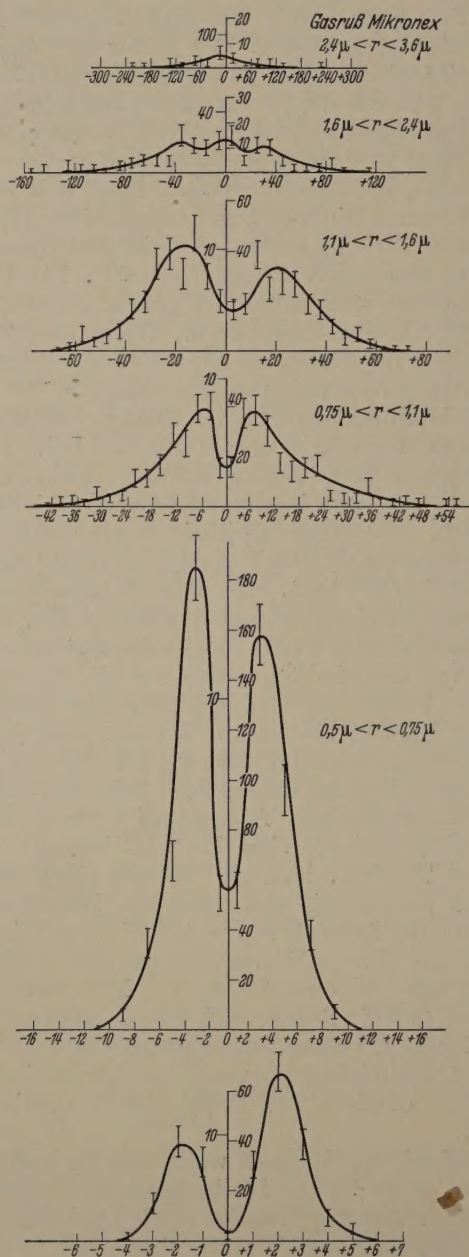


Abb. 6. Gemessene Ladungsverteilungskurven beim Ruß.

durchgeführten mikroskopischen Korngrößenanalyse entnommen werden. Diese wird so vorgenommen, daß eine Blutkörperchenzählkammer auf den Boden des Glaskolbens gelegt wird, in dem die Wolke aufgewirbelt wird und dann das Sediment ausgemessen wird, das sich nach einigen Stunden auf der Platte abgesetzt hat.

4. Einige Meßresultate.

Es wurden 5 verschiedene Staube untersucht, 4 technische Staube, bei denen häufig Staubexplosionen auftreten (insbesondere Getreidestaub, Mehlstaub, ein Holzschleifstaub und Weißzuckerstaub; die Staube wurden im Betrieb entnommen), sowie 1 reiner Staub, nämlich ein feiner Gasruß, um Grundlagen für theoretische Überlegungen zu gewinnen. Sämtliche Staube wurden vor der Messung weitgehend getrocknet.

In den Abb. 4—6 sind die Meßergebnisse beim Getreidestaub und beim Ruß wiedergegeben. Die in der beschriebenen Weise durchgeführten Korngrößenanalysen unterscheiden sich von den Analysen der in einer Flüssigkeit aufgeschlämmten Staube dadurch, daß die Maxima zu wesentlich größeren Korngrößen hin verschoben sind; das liegt daran, daß die Staube sich beim Aufwirbeln nicht völlig zerlegen. Die Ursache dafür dürfte in elektrostatischen Anziehungskräften liegen, die durch die Ladungen hervorgerufen werden, die an der Berührungsstelle der Teilchen überfließen, und mit denen die Teilchen nach ihrer Trennung geladen sind. Durch eine weitere Beobachtung mag diese Erklärung erhärtet werden. Nach der COENSCHEN Regel sind die an Berührungsstellen überfließenden Ladungen groß, wenn die Materialien in hohen Dielektrizitätskonstanten stark voneinander abweichen. Der Gasruß liefert nach dem Aufwirbeln sehr viele kleine Teilchen; nach einer halben Stunde kann man noch viele ganz langsam fallende Teilchen in der Beobachtungskammer sehen. Daß der Ruß sich beim Aufwirbeln relativ fein zerlegt, mag damit zusammenhängen, daß er sich auch relativ schwach auflädt, und daß damit nur relativ schwache elektrostatische Kräfte die Zerlegung hemmen. Wenn man aber den Ruß vor dem Aufwirbeln mit etwas ganz grobem Quarzstaub mischt, so gelangen nach dem Aufwirbeln kaum noch kleine Staubteilchen in die Beobachtungskammer; fast aller Ruß haftet an den Quarzkörnern und wird von diesen mitgenommen, ohne sich von ihnen zu trennen. Man kann sich das also so erklären, daß an den Berührungsstellen der beiden verschiedenen Materialien Ruß und Quarz die überfließenden Ladungen groß sind und damit mit großen elektrostatischen Kräften die Trennung verhindern. Eine weitere hierher gehörende Beobachtung mag noch erwähnt werden. Es wurden zwei Staubsorten gemischt, die sich in der Farbe stark unterscheiden, nämlich Hartgummistaub (braun) und ein Kunstharz (weiß); das Gemisch enthielt nach dem Aufwirbeln wieder nichts mehr von der feinsten Korngröße. Bei der Untersuchung des Sediments unter dem Mikroskop ergaben sich kettenförmige Gebilde, die in bunter Reihe immer abwechselnd von den braunen und weißen Körnern gebildet wurden. Es zeigt dies ganz deutlich, daß die Anziehungskräfte zwischen verschiedenen Körnern größer waren als zwischen Körnern des gleichen Materials.

Es mögen nun die Resultate der Messung der Ladungsverteilungskurven selbst beschrieben werden. Beim Getreidestaub zeigen die größten registrierten

Teilchen ($11\text{--}17\mu$ Radius) eine fast symmetrische Ladungsverteilung um die Ladung 0. Die größten auftretenden Ladungen sind etwa 10 000 Elementarladungen. Das Maximum der Verteilung liegt bei 0. Betrachtet man die tiefer liegenden Korngrößen, so sieht man, daß sich die Ladungsverteilungskurven immer mehr nach rechts, d. h. zu positiven Ladungen hin, verschieben. Bei den kleinsten Teilchen, d. h. bei $1,6\mu\text{--}1\mu$ Radius und darunter, kommen fast nur noch positiv geladene Teilchen vor. Im Gebiet mittlerer Korngröße tritt ein, wenn auch nicht sehr stark ausgeprägtes Minimum bei der Ladung 0 auf. Der Absolutwert der Ladung nimmt mit abnehmender Korngröße rapid ab. Bei den kleinsten Teilchen (unter 1μ) liegen die größten auftretenden Ladungen noch etwa bei 150 Elementarladungen. Man muß beachten, daß die Wolke insgesamt keine Überschußladung tragen kann; denn beim Aufwirbeln einer dicken Staubschicht (5 mm) durch einen seitlichen Luftstoß berühren und reiben sich die Teilchen fast nur untereinander. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Teilchen die Unterlage berührt, ist außerordentlich gering. Wenn im Falle des Getreidestaubes eine positive Gesamtüberschußladung vorhanden zu sein scheint, so kann das nur daran liegen, daß noch größere Teilchen als die größten registrierten vorhanden sind, deren Verteilungskurve nach der negativen Seite verschoben sein muß. Die Unsymmetrien in den Ladungsverteilungskurven sind von allen untersuchten Stauben beim Getreidestaub am stärksten ausgeprägt. Man muß sich die Ursache so vorstellen: der Getreidestaub enthält neben den feinen organischen Teilchen noch etwas größere Sandteilchen. Diese Sandkörner laden sich an den Berührungsstellen mit den organischen Teilchen negativ auf, und die organischen Staubteilchen werden damit positiv. Im Bereich der mittleren Korngröße kommen beide Sorten vor, und es prägt sich bei der Ladung 0 ein Minimum aus.

Es ist natürlich für das Verständnis des Aufladungsvorganges wichtig zu wissen, ob die Stärke des aufwirbelnden Luftstoßes auf die Aufladung irgendeinen Einfluß hat. Es ergab sich, daß kein Einfluß vorhanden ist.

Beim Ruß wurden die statistischen Schwankungen durch eine besonders hohe Zahl von Einzelmessungen (2300) etwas weiter heruntergedrückt. Im Vergleich zu den anderen Stauben war der Ruß gering aufgeladen. Andererseits hatte er eine verhältnismäßig hohe Dichte. Das hatte zur Folge, daß nur die untere Hälfte der Korngrößenverteilung vom eigentlichen Meßverfahren erfaßt wurde; bei den größeren Teilchen reichte die maximale Kippspannung nicht mehr aus, um eine genügende Ablenkung zu erzielen. Die Ergebnisse der Messung zeigen in überzeugender Weise das Auftreten eines Minimums bei der Ladung 0, das bei den kleinsten Teilchen bis auf 0 heruntergeht und mit steigender Korngröße stetig schwächer wird, um bei den größten registrierten Teilchen bereits völlig zu verschwinden. Das gleiche Bild ergab sich übrigens auch beim Weißzuckerstaub (bei diesem handelte es sich genauso wie beim Ruß um einen weitgehend einheitlichen Staub und nicht um ein Staubgemisch). Es scheint sich hier um ein wesentliches bei einheitlichen Stauben allgemein gültiges Ergebnis zu handeln. Bei den kleinsten Korngrößen tritt eine allerdings sehr geringe Bevorzugung des positiven Vorzeichens auf.

Die Übersicht (Abb. 7) erlaubt einen Vergleich der Abhängigkeit der Ladung von der Korngröße bei den verschiedenen untersuchten Staubsorten. Sie wurde so gewonnen, daß der absolute Betrag der Aufladung der Einzelteilchen innerhalb jeder Korngröße arithmetisch gemittelt wurde. Die zweifach logarithmische Darstellung liefert Potenzgesetze als Geraden. Auffallend ist die Kurve des Zuckerstaubes als steilste Kurve und als einzige überraschend exakte Gerade. Es steigt die Ladung mit einer höheren Potenz an als mit dem Quadrat des Radius. In seinen physikalischen Eigenschaften unterscheidet sich der Zuckerstaub von allen anderen untersuchten Stäuben dadurch, daß er piezoelektrisch ist. Es ist naheliegend, hier einen ge-

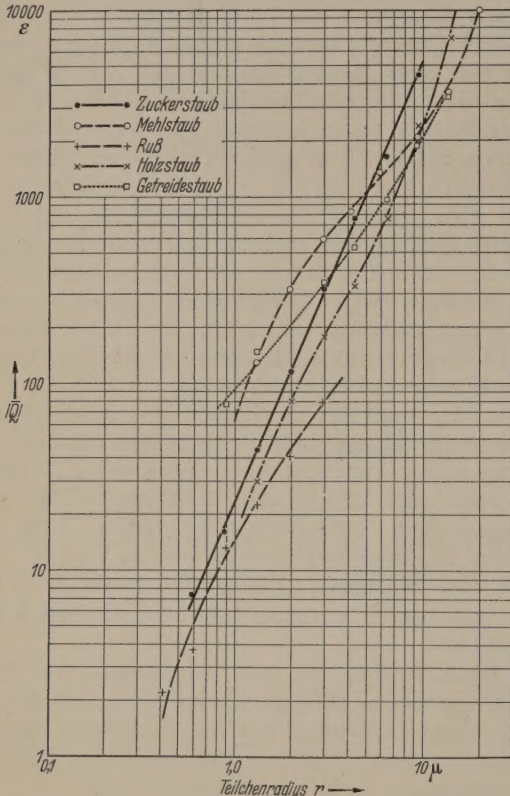


Abb. 7. Übersicht über die mittleren Aufladungen bei den untersuchten Stäuben.

wissen Zusammenhang zu vermuten. Man kann sich den Aufladungsvorgang bei piezoelektrischen Stäuben so vorstellen [2]: Wenn beim Zusammenstoß zweier Teilchen die piezoelektrischen Achsen so gerichtet sind, daß an der Berührungsstelle das gleiche Ladungsvorzeichen auftritt, so fließt keine Ladung über, und die Teilchen sind nach der Trennung wieder ungeladen; wenn sich dagegen die Berührungsflächen umgekehrt aufladen, so muß während der kurzen Zeit der Berührung Ladung überfließen, und die Teilchen sind nach der Trennung entgegengesetzt geladen. Wenn man sich vorstellt, daß die Wahrscheinlichkeit für einen Stoß mit r^2 und der Impuls der sich stoßenden Teilchen, von dem die piezoelektrische Aufladung natürlich abhängt, mit der Masse und damit mit r^3 geht, so kann einem ein Potenzgesetz zwischen r^2 und r^3 verständlich erscheinen. Da die Teilchen sich jetzt nur aufladen, wenn sie sich stoßen, kann hier das Potenzgesetz bei kleinen Teilchen nicht dadurch gestört werden, daß sich die Teilchen wegen elektrostatischer Anziehungskräfte etwa nicht trennen. Bei sämtlichen

anderen untersuchten Stäuben sind die erhaltenen Kurven mehr oder weniger stark in der einen oder anderen Richtung gekrümmt. Am stärksten aufgeladen sind Mehlstaub und Getreidestaub, am schwächsten Ruß. Die Anstiege der Kurven sind sehr unterschiedlich; beim Getreidestaub tritt die geringste Steilheit auf. Der mittlere Anstieg der Kurvenschar liegt bei 2, was also einem quadratischen Zusammenhang zwischen $|Q|$ und r entspricht.

5. Einige Ergebnisse der theoretischen Überlegungen.

Es wurde von folgenden Modellvorstellung ausgegangen:

Der Staub liege zunächst zu einem Haufen aufgeschichtet, ehe er durch einen Luftstoß aufgewirbelt wird. In diesem Haufen berühren sich die einzelnen Staubteilchen an mehr oder weniger vielen Stellen.

An diesen Berührungsstellen allein können Ladungen überfließen. Der Aufladungsvorgang sei beendet, bevor der Luftstoß die Teilchen trennt und werde nicht etwa erst durch den Stoß hervorgerufen. Es möge die

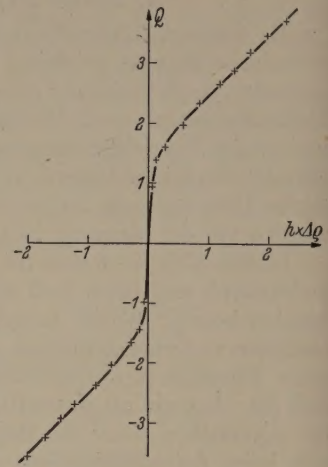


Abb. 8. Die Abhängigkeit der an der Berührungsstelle überfließenden Ladung von der Eigenschaftsdifferenz beim Ruß.

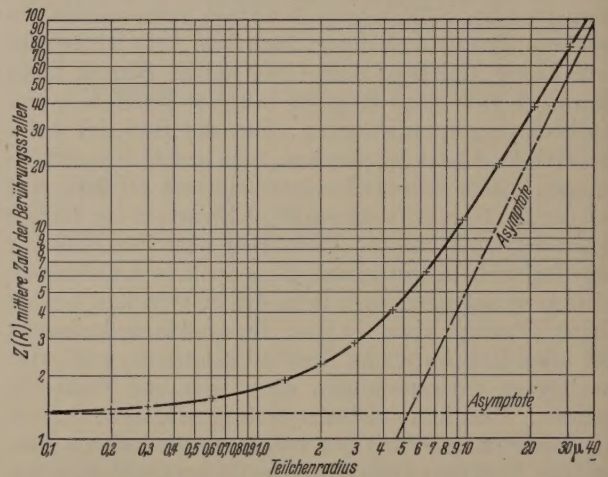


Abb. 9. Die mittlere Zahl der Berührungsstellen in einem aufgeschütteten Staubhaufen als Funktion der Korngröße.

Annahme gemacht werden, daß die jeweils an einer Berührungsstelle von einem Partner auf den anderen überfließende Ladung bestimmt wird durch die Unterschiede der beiden Partner in irgendeiner Eigenschaft ρ in der Weise, daß die von Teilchen 2 nach Teilchen 1 überfließende Ladung Q eine eindeutige, stetige, monotone und antisymmetrische Funktion der Eigenschaftsdifferenz ist. Weiter möge angenommen werden, daß ρ nicht mit der Größe der Teilchen zusammenhängt und in einer GAUßschen Verteilung um einen Mittelwert ρ_0 streut. Der beschriebene Ansatz ist nicht selbstverständlich; er ist jedoch zum mindesten naheliegend. Zweifellos sind die beiden letzten Forderungen die schärfsten. Es soll nun also versucht werden, unter Verwendung dieses Ansatzes Konse-

quenzen aus den gemessenen Ladungsverteilungskurven zu ziehen.

Zunächst einmal konnte gezeigt werden, daß es immer eine solche Funktion $Q(\Delta\rho)$ gibt, so daß die Ladungsverteilungskurve für die kleinste Korngröße herauskommt. Sie ist allerdings durch diese eine Ladungsverteilungskurve auch schon vollständig bestimmt. Für den Ruß ergab sich die in Abb. 8 dargestellte Funktion. Um nun unter Zugrundelegung dieser Funktion die Ladungsverteilungskurven für die größeren Korngrößen zu berechnen, war es erforderlich, die mittlere Zahl der Berührungsstellen des Einzelteilchens in einem aufgeschütteten Staubhaufen bekannter Korngrößenverteilung als Funktion der Korngröße des Einzelteilchens zu berechnen. Ein kompliziertes Näherungsverfahren, dessen Gedanke hier nicht dargestellt werden soll, lieferte die in Abb. 9 dargestellte Funktion. Mit ihrer Hilfe wurde durch ein mühevoll schematisches, statistisches Verfahren die auf Grund der gewählten Modellvorstellung für die höheren Korngrößen zu erwartenden Ladungsverteilungskurven berechnet. Es ergab sich eine befriedigende Übereinstimmung mit den Meßresultaten. Der Zuwachs der absoluten Beträge der Ladungen mit der Korngröße kam richtig heraus. Vor allem aber wurde die successive Anhebung des Minimums bei 0 mit steigender Korngröße als rein statistisch begründeter Effekt erklärt.

Ungeklärt bleibt die physikalische Natur der die Aufladung bestimmenden Eigenschaft ρ .

6. Über die Möglichkeit der elektrischen Selbstentzündung von Staubexplosionen.

Elektrische Felder entstehen bei unsymmetrischen Ladungsverteilungskurven durch den Sedimentationsvorgang. Die großen Teilchen fallen schnell aus der Wolke heraus, während die kleinsten Teilchen noch lange schweben bleiben. Wenn bei den großen Teil-

chen ein Vorzeichen überwiegt und bei den kleinen Teilchen das andere, so trennen sich durch den Sedimentationsvorgang Ladungen verschiedenen Vorzeichens räumlich, und es entsteht ein elektrisches Feld. Die gemessenen Ladungsverteilungskurven erlauben es abzuschätzen, unter welchen Umständen gefährliche Feldstärken entstehen können, so daß durch eine Funkenentladung die Zündung einer Explosion eingeleitet werden kann.

Zusammenfassung.

Es wurde eine Anordnung beschrieben, mit der es möglich ist, quantitativ und reproduzierbar die Aufladung aufgewirbelter Staubwolken zu untersuchen. Die Meßmethode liefert als Resultat das Häufigkeitsgebirge über der Ladungs-Korngrößenebene. Es wird gewonnen durch die statische Messung der Ladung und Größe vieler Einzelteilchen.

Bei reinen Stäuben tritt der merkwürdige Effekt auf, daß bei den kleinsten Korngrößen keine ungeladenen Teilchen vorkommen.

Bei Staubgemischen werden Unsymmetrien in den Ladungsverteilungskurven der einzelnen Korngrößen beobachtet, die beim Sedimentationsprozeß zu starken elektrischen Feldern führen können und damit zu der Gefahr einer elektrischen Selbstentzündung von Staubexplosionen.

An dieser Stelle möchte ich nicht versäumen, Herrn Prof. W. RIEZLER, der mir die Arbeit ermöglichte und mir wertvolle Hilfe gab, meinen herzlichen Dank auszusprechen. Weiteren Dank schulde ich dem Bundesministerium für Arbeit, das die Mittel für diese Untersuchung zur Verfügung stellte.

Literatur. [1] FUCHS, N. u. I. PETRYANOW: Kolloid-Z. 65, 171 (1933). — [2] BURKHARDT, E.: Z. der Wirtschaftsgruppe Zuckerindustrie 39, 244 (1939).

Dr. ERWIN BODENSTEDT,
Physikalisches Institut der Universität Bonn.

Über einige Erscheinungen in induktiv angekoppelten elektrodenlosen Hochfrequenzgasentladungen mit überlagertem Magnetfeld.

Von HUGO NEUERT, HANS JOACHIM STUCKENBERG und HANS PETER WEIDNER, Hamburg.

Mit 8 Textabbildungen.

(Eingegangen am 7. Oktober 1953.)

Bei früheren Untersuchungen über die Verwendung von induktiv angekoppelten elektrodenlosen Hochfrequenzgasentladungen als Ionenquelle war gezeigt worden, daß die Entladungserscheinungen unter dem Einfluß eines statischen Magnetfeldes ganz wesentlich verändert werden können [1]. KOCH und NEUERT [2] haben insbesondere gefunden, daß vor allem bei Gasdrucken von 1 bis etwa 20 m Torr die Leistungsaufnahme der Gasentladung in einem gewissen Bereich der Magnetfeldstärke resonanzartig ansteigt. Dabei wurde die Gasentladung durch induktive Ankopplung an einen selbsterregten Sender mit 20–50 MHz aufrechterhalten. Das statische Magnetfeld verlief senkrecht zur Richtung des magnetischen Hochfrequenzfeldes. Während der Resonanzcharakter der Erscheinung bei den ersten Versuchen bei der Ausmessung der Leistungsaufnahme der Gasentladung zutage trat, wurde bei weiteren Versuchen [3] das Ansteigen der

Lichtintensität der Gasentladung mit Hilfe von Cäsium-Photozellen ausgemessen. In günstigen Fällen wurde eine Steigerung der Lichtintensität mit Magnetfeld auf mehr als das 10fache der Intensität ohne Feld beobachtet.

Schon in den früheren Versuchen war eine starke Rückwirkung der Gasentladung auf den die Entladung erregenden Sender aufgefallen. Im Bereiche der überhöhten Entladungsintensitäten trat in charakteristischer Weise mit Änderung des Magnetfeldes auch eine solche der Senderfrequenz auf, vielfach konnte sogar keine definierte Senderfrequenz mehr wahrgenommen werden (Rauschen des Senders) [4]. Einige weitere Versuche wiesen auf eine mögliche technische Verwertung dieses Effektes hin [5].

Die Steigerung der Entladungsintensität bei Überlagerung eines Magnetfeldes geeigneter Stärke ist inzwischen bereits mehrfach bei der Anwendung der

Hochfrequenzgasentladung als Ionenquelle ausgenutzt worden [1, 6, 7]. Das Magnetfeld wird gerade dann mit Vorteil angewandt, wenn die Senderleistung schwach oder nur mäßig ist.

Es war früher schon gezeigt worden, daß die Lage des Bereichs überhöhter Entladungsintensität von der verwendeten Senderfrequenz abhängt. Betrachtet man statt des magnetischen Feldes \mathcal{B}_{st} die Umlauf-

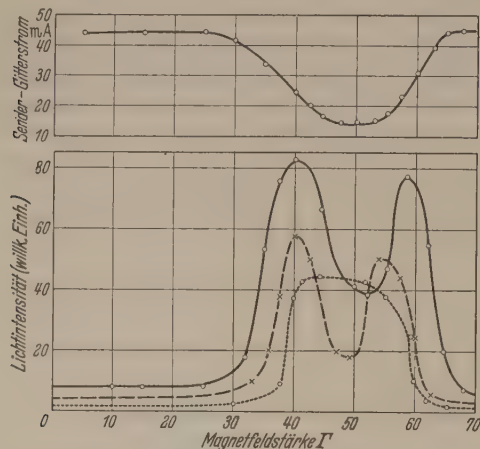


Abb. 1. Abhängigkeit der Entladungsintensität und des Sender-Gitterstroms vom statischen Magnetfeld beim Quereffekt in Wasserstoff; 66 MHz.

—○— 8 m Torr, —×— 5 m Torr, —·—·— 3 m Torr.

frequenz der in einem solchen Felde umlaufenden freien Elektronen $\omega_0 = \frac{e \cdot \mathcal{B}_{st}}{m}$, so ergaben die Messungen für das Verhältnis dieser Frequenz zur Senderfrequenz für den Bereich größter Entladungsintensität den Zahlenwert etwa 2 bis 3. Der Zahlenwert scheint noch von Gasdruck, Dimension des Entladungsgefäßes, Form der Senderspule, aber in dem untersuchten Frequenzbereich nicht mehr von der Senderfrequenz abzuhängen. Da dieses Verhältnis für den

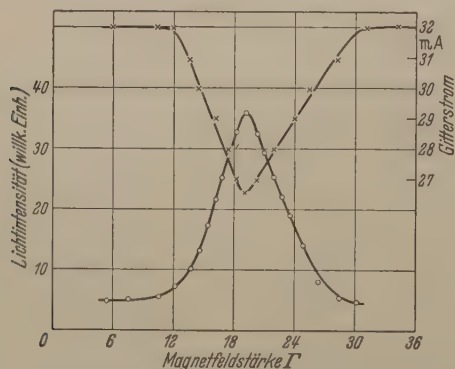


Abb. 2. Quereffekt und Gitterstrom bei Gefäßdurchmesser 20 mm. 14 m Torr Wasserstoff; 35 MHz.

hier zu beschreibenden Effekt charakteristisch ist, sind weitere Messungen zur Bestimmung desselben unter verschiedenen Bedingungen durchgeführt worden.

Wie schon von HALL [8] für allerdings etwas andere experimentelle Bedingungen gefunden worden ist, ruft auch ein statisches Magnetfeld, dessen Feldlinien parallel zu den Feldlinien des magnetischen Wechsel-feldes verlaufen, eine beträchtliche Erhöhung der Entladungsintensität hervor. Es werden dazu allerdings höhere Magnetfeldstärken benötigt. Diese Erscheinung wurde hier nun ebenfalls näher untersucht.

Beschreibung der Apparatur.

Die Versuchsanordnung ist im Prinzip schon beschrieben worden [1, 2, 3]. Das Entladungsgefäß wurde wieder direkt in das Feld der Schwingspule eines im allgemeinen selbsterregten Senders in Dreipunktschaltung gebracht. Die Entladung wurde also immer induktiv und elektrodenlos angekoppelt. Als Senderöhre wurde hier meist eine Philipsröhre TB 2,5/300 verwendet. Als Kapazität diente zunächst nur die Röhrenkapazität, die Spulen hatten wenige Windungen. So wurden Frequenzen zwischen 30 und 70 MHz erreicht. Bessere Schwingungseigenschaften wurden dann mit einem geschlossenen Schwingkreis mit einer Kapazität von etwa 25 pF (Messingplatten von 10 bis 12 mm Abstand) erzielt. Die Änderung der Frequenz des Senders wurde mit einem Überlagerungsfrequenzmesser verfolgt. Um die früher [2, 4] schon beobachtete starke Rückwirkung der Gasentladung auf solche Sender zu vermeiden, wurden auch jetzt einige Versuche mit einem fremdgesteuerten Sender unternommen. Als Steuerstufe diente ein Quarzoszillator mit einer Frequenzkonstanz von 10^{-5} , welcher nach Zwischenschaltung einer Leistungsstufe die oben genannte Senderöhre ansteuerte.

Messung der resonanzartigen Steigerung der Entladungsintensität.

A. Unter Einfluß eines magnetischen Feldes senkrecht zu den magnetischen Wechselfeldlinien ($\mathcal{B}_{st} \perp \mathcal{B}_{\sim}$ Quereffekt).

a) Wasserstoff. Abb. 1 zeigt eine charakteristische Messung des Verlaufs der mit einer Cs-Photozelle gemessenen Lichtintensität, der Senderfrequenz und des Sendergitterstroms mit wachsendem statischem Magnetfeld für eine Senderfrequenz von 66,3 MHz bei einem Gasdruck von 8 m Torr, einem Glasgefäß von 40 mm Ø und einer Spule von 50 mm Ø. Charakteristisch an dem Kurvenverlauf ist das starke Ansteigen der Lichtintensität (praktisch um eine Größenordnung) in einem recht breiten Magnetfeldstärkenbereich. In dem Bereich, in dem der Gitterstrom des Senders besonders stark absinkt, zeigt die Lichtintensitätskurve eine starke Einsattelung. Als die für die Erscheinung besonders charakteristische Magnetfeldstärke wird die Stelle des geringsten Gitterstroms und auch der etwa stärksten Einsattelung angesehen. Die Form solcher Kurven für die Lichtintensität hing nicht von der Frequenz ab, die Lage der tiefsten Einsattelung verlagerte sich aber proportional mit der Senderfrequenz zu höheren Magnetfeldstärken, wenn man dafür sorgte, daß die Entladungsbedingungen einigermaßen erhalten blieben. Die Kurvenform hängt aber noch von der Entladungsintensität ab, die z. B. durch Änderung des Gasdrucks variiert werden kann. Wie Abb. 1 zeigt, tritt bei geringeren Entladungsintensitäten keine Einsattelung mehr auf. Das Auftreten der Einsattelung läßt sich aus der Senderbetriebsweise erklären. Sie hängt damit zusammen, daß bei stärker werdender Belastung die Rückkopplung des Senders loser und damit die abgegebene Hochfrequenzleistung vermindert wird. Außerdem wird bei wachsender Intensität der Gasentladung die Kopplung zwischen Entladung und Schwingkreis immer fester, was schließlich auch zu einer Verringerung der übertragenen Hochfrequenzleistung führen kann. Sorgt man durch spezielle Anordnung für eine lose Kopplung, z. B. durch Ver-

wendung eines Glasgefäßes von nur 20 mm Ø bei einem Spulendurchmesser von 50 mm, dann beobachtet man, wie Abb. 2 zeigt, einen resonanzartigen Kurvenverlauf für die Lichtintensität, an dem sich die kritische Magnetfeldstärke eindeutig feststellen läßt. Die Form der hier miteingezeichneten Kurve für den Gitterstrom beweist, daß die bisher benutzte Methode, die kritische Magnetfeldstärke aus dem Minimum des Gitterstroms zu ermitteln, zulässig ist.

Bei Verwendung eines fremdgesteuerten Senders schaltet man die Rückwirkung der Gasentladung auf die Senderfrequenz aus. Man erhält dann Kurven für die Lichtintensität von eindeutig resonanzartigem Charakter (ähnlich Abb. 2). Die Lichtintensität steigt in diesem Falle etwa auf das 20fache des Wertes ohne Magnetfeld an.

Bei höheren Magnetfeldstärken ist in keinem Falle ein weiteres resonanzartiges Ansteigen der Lichtintensität beobachtet worden.

b) Argon und andere Gase. In Argon ist die Leistungsaufnahme mit Magnetfeld im Vergleich zu Wasserstoff noch größer; dementsprechend ist auch die Rückwirkung auf den Sender stärker. Dies drückt sich vor allem in den Kurven für die Lichtintensität aus, die Einsattelung wird breiter und tiefer. Der Gitterstrom sinkt noch stärker ab. Auch hier liegt trotz verschiedener Leistungsaufnahme (z. B. als Folge verschiedener Gasdrucke) bei konstanter Senderfrequenz die kritische Magnetfeldstärke immer bei denselben Werten. Führt man dieselbe Messung wieder mit einem fremdgesteuerten Sender durch, so ergibt sich auch hier eine eindeutige Resonanzkurve von der Art, wie sie bei Wasserstoff gemessen wurde.

B. Magnetfeld parallel zum magnetischen Wechselfeld ($B_{st} \parallel B_{\sim}$, Längseffekt).

a) Wasserstoff. Nach schon bekannten Beobachtungen konnte man erwarten, daß auch bei Anwendung eines statischen Magnetfeldes parallel zum magnetischen Wechselfeld eine Steigerung der Entladungsintensität auftritt. Wie oben bei der Anordnung $B_{st} \perp B_{\sim}$ wurde auch hier die Lichtintensität als Funktion der Magnetfeldstärke des statischen Feldes ausgemessen. Dabei wurden z. B. in Wasserstoff von 5 m Torr bei einem Gefäß von 40 mm Ø und bei 35 MHz für die Lichtintensität und den Gitterstrom die Kurven der Abb. 3 erhalten. In diesem Falle sind mehrere, mindestens 2 Maxima zu verzeichnen. Aus dem Verlauf des Gitterstroms kann man sehen, daß es sich dabei um wirkliche getrennte Maxima der Lichtintensität handelt. Das Absinken der Lichtintensität nach dem ersten Maximum hat ein Wiederansteigen des Gitterstroms zur Folge. Das erste Maximum ist recht schmal und ausgeprägt. Die Form des zweiten Maximums ist im allgemeinen breiter. Besonders fällt für diese Magnetfeldanordnung auf, daß der dem ersten Maximum entsprechende Wert der Magnetfeldstärke im Vergleich zum entsprechenden Wert beim Quereffekt erheblich höher liegt. Darauf soll später noch eingegangen werden.

b) Argon. Der Kurvenverlauf für die Lichtintensität ist bei Argon noch ausgeprägter. Auch hier werden im wesentlichen zwei ausgeprägte Maxima gefunden.

C. Meßergebnisse: Magnetfeldstärkenwerte der Intensitätsmaxima.

Aus allen bisherigen Untersuchungen geht hervor, daß die zur Einstellung des Intensitätsmaximums der Erscheinung benötigte statische Magnetfeldstärke proportional ist zur Senderfrequenz. Es wurden hier nun zahlreiche Messungen daraufhin ausgewertet, das eingangs bereits angeführte Verhältnis der Elektronen-umlaufsfrequenz im statischen Magnetfeld zur Senderfrequenz $\frac{\omega_0}{\omega}$ zu bestimmen. Bei früheren Messungen [3] war der Eindruck entstanden, daß dieses Verhältnis für den Quereffekt konstant ist und etwa den Wert 2 annimmt. Weitere Untersuchungen haben aber gezeigt, daß das Verhältnis nicht konstant ist, vielmehr für die hier benutzte Versuchsanordnung beim Quereffekt Werte zwischen 1,5 und 2,1, beim Längseffekt zwischen 3 und 6 annehmen kann (für das erste Maximum). Und zwar sind offenbar Gefäßdurchmesser, Gasdruck und mittlere freie Weglänge der Elektronen und Hochfrequenzmagnetfeldstärke von Einfluß. Be-

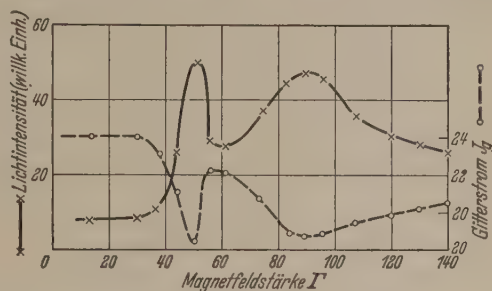


Abb. 3. Entladungsintensität und Gitterstrom als Funktion der Magnetfeldstärke. $B_{st} \parallel B_{\sim}$ Wasserstoff 5 m Torr; 35 MHz.

sonders ausgeprägt sind diese Einflüsse beim Längseffekt. Wie Tabelle I zeigt, führen hier z. B. bei Argon enge Gefäße und damit höhere Gasdrucke zu höheren Werten für $\frac{\omega_0}{\omega}$.

Tabelle I. Magnetfeldstärkenwerte der ersten Intensitätsmaxima beim Längseffekt.

Gas	Senderfrequenz MHz	Anodengleichspann. in V	1. Resonanz-Magnetfeldstärke in I'	$\frac{\omega_0}{\omega}$	Gefäß Ø mm	p m Torr	λ cm
A	27	1000	30	3,0	68	2,3	12
A	34	1250	60	4,9	40	4,2	6,5
A	34	1700	75	6,2	20	9	3,2
A	47	1200	69	4,1	40	4	6,7
H ₂	35	900	50	4,0	40	8	6,5

Spektroskopische Untersuchungen an elektrodenlosen Hochfrequenzgasentladungen, Eignung der Entladung als Lichtquelle.

Für die Anwendung der Hochfrequenzgasentladung als Ionenquelle ist im allgemeinen ein hoher Anteil an Atomionen erwünscht. Bei Wasserstoff als Füllgas wurde bei der Hochfrequenzionenquelle nach kurzer Brenndauer der Entladung hier immer ein hoher Prozentsatz an Protonen festgestellt (> 80%). Das Spektrum ist im Sichtbaren überwiegend bestimmt durch die Linien der BALMER-Serie. Das Wasserstoffmolekülspektrum tritt kaum mehr in Erscheinung. In einer solchen Entladung sind die Moleküle demnach weitgehend dissoziiert. Die Elektronen müssen in der Entladung also häufig solche Energien besitzen, daß sie Dissoziationen und auch Ionisierungen hervorrufen. Es wurde noch besonders untersucht, ob etwa die relative Intensität der Linien der BALMER-Serie ab-

hängig ist von der Entladungsintensität. Insbesondere wurden die Intensitätsverhältnisse für eine Entladung ohne und für eine solche mit optimalem Magnetfeld verglichen. Registrierphotometrische Messungen wurden an den Linien H_α , H_β , H_γ , und an den kräftigsten Linien im Molekülspektrum zwischen H_α und H_β ausgeführt. Es zeigte sich, daß die relativen Intensitäten der H-Atomlinien praktisch nicht von der Entladungsintensität abhängen. Man kann daraus schließen, daß die Linien des BALMERSpektrums hier überwiegend einem Rekombinationsleuchten entstammen. Es müssen also zahlreiche Elektronen mit Energien von $\geq 13,5$ eV in der Entladung vorhanden sein (mittlere Elektronentemperatur also $> 10^5$ Grad).

Berechnung einiger Elektronenbahnen im Vakuum.

Der experimentelle Befund der resonanzartigen Intensitätszunahme der Entladung in gewissen Magnetfeldstärkebereichen deutet darauf hin, daß durch besondere Feldbedingungen die Energieaufnahme der

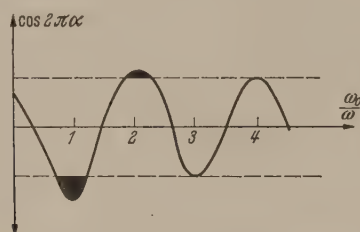


Abb. 4. $u(2\pi)$ als Funktion von ω_0/ω .

freien Elektronen in der Entladung so sehr begünstigt wird, daß es in viel stärkerem Maße z. B. zur Bildung von Ionen kommt. Man könnte erwarten, das resonanzähnliche Verhalten etwa aus den Bahngleichungen der Elektronen ersehen zu können. Um die Bewegungsgleichungen aufzustellen, wurde ein Koordinatensystem so gelegt, daß z_0 die Achse der Senderspule bildet, die x_0 - y_0 -Ebene die Spulenebene ist. Dann wird das magnetische Wechselfeld $\mathfrak{B} = z_0 B \cos \omega t$ und das zugehörige elektrische Wechselfeld

$$\mathfrak{E} = -\frac{B\omega}{2} [x z_0] \sin \omega t.$$

Aus der Gleichung für die auf die Elektronen wirkende LORENTZ-Kraft $\mathfrak{F} = e \mathfrak{E} + e [v \mathfrak{B}]$ folgt dann, wenn \dot{y}_0 die Richtung des statischen Magnetfeldes angibt,

$$\begin{aligned} \ddot{y} = & -\frac{e \cdot B \omega}{2 m} [x z_0] \sin \omega t \\ & + \frac{e}{m} [y, \dot{y}_0 \mathfrak{B}_{st} + z_0 B \cos \omega t]. \end{aligned}$$

Es sei hier im Folgenden nur der mathematisch am einfachsten zu behandelnde Fall $\dot{y}_0 \parallel z_0$ betrachtet. Durch Komponentenzerlegung und mit

$$x + i y = \tilde{u}$$

erhält man, wenn man noch

$$a = \frac{e B}{m} \quad \text{und} \quad b = \frac{e \cdot B_{st}}{m}$$

setzt, die Differentialgleichung

$$\ddot{\tilde{u}} + i(b + a \cdot \cos \omega t) - i \frac{a \cdot \omega}{2} \sin \omega t \cdot \tilde{u} = 0.$$

Mit $\tilde{u} = u \cdot e^{-\frac{i}{2} \left(b t + \frac{a}{\omega} \sin \omega t \right)}$ erhält man hieraus

eine HILLSche Differentialgleichung

$$\ddot{u} + \frac{1}{4} (b + a \cdot \cos \omega t)^2 \cdot u = 0.$$

oder mit $\tau = \omega \cdot t$:

$$u'' + \left(\frac{b}{2\omega} + \frac{a}{2\omega} \cos \tau \right)^2 \cdot u = 0.$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung hat die Form

$$u = e^{i\alpha\tau} \cdot \varphi(\tau) + e^{-i\alpha\tau} \varphi(-\tau),$$

wobei $\varphi(\tau)$ eine periodische Funktion $\varphi(\tau) = \varphi(\tau + 2\pi)$ darstellt. Die Bestimmungsgleichung für α lautet: $\cos 2\pi\alpha = u(2\pi)$; $u(2\pi)$ kann nun numerisch aus den obigen Differentialgleichungen als Funktion von B_{st} bzw. $\frac{\omega_0}{\omega}$ gefunden werden.

Man erhält z. B. $u(2\pi)$ als Funktion von $\frac{\omega_0}{\omega}$ gemäß Abb. 4. Aus dieser Abbildung lassen sich 3 besondere Fälle entnehmen:

1. Für $\omega_0 = \omega$ wird $|\cos 2\pi\alpha| > 1$, α ist dann imaginär und damit wird $|e^{i\alpha\tau}|$ reell und > 1 . Damit wachsen die Bahnradialen proportional zur Zeit an. Das bedeutet, daß die Elektronen mit der Zeit mehr Energie aufnehmen.

2. Auch für $\omega_0 = 2\omega$ ist $|\cos 2\pi\alpha|$ noch > 1 . Das Verhalten der Elektronen ist also ähnlich wie im Falle 1, nur vollzieht sich die Energieaufnahme langsamer.

3. Bei allen höheren $\frac{\omega_0}{\omega}$ wird $|\cos 2\pi\alpha| < 1$, α wird reell. Die Bahnen laufen nun nicht mehr ständig nach außen. Dieses Verhalten der Elektronen wird deutlich, wenn man gemäß den obigen Gleichungen einige Bahnkurven aufzeichnet [9]. Für den Fall $\omega = \omega_0$ laufen die Elektronen rasch nach außen, würden aber bei unseren experimentellen Verhältnissen häufig vorzeitig die Gefäßwand erreichen. Im Falle z. B. $\omega_0 = 4\omega$ wird ersichtlich, daß hier die Elektronen nur auf stark gekrümmten, engen Bahnen laufen, ohne größere Energieaufnahme.

Nach diesen Rechnungen mußte man die größte Energieaufnahme der Elektronen für den Fall $\omega = \omega_0$ erwarten. Dies steht aber im Widerspruch zu den experimentellen Befunden, wo für den hier betrachteten Längseffekt Resonanzen frühestens bei $\omega_0 = 3\omega$ aufgetreten sind.

Bestimmung der Elektronenkonzentration und Plasmaeigenfrequenz [11].

Es ist schon auf mehrere Beobachtungsdaten hingewiesen worden, die die Vermutung nahe legen, daß man es bei der vorliegenden Erscheinung mit Schwingungsvorgängen in der Entladung zu tun hat. Und zwar ist die Frequenz derselben eindeutig proportional zur Senderfrequenz. Wie kürzlich gezeigt wurde [5] läßt sich die mehrfach aufgezeigte Kurve der Änderung der Senderfrequenz (eines selbsterregten Senders) durch Mitnahmeerscheinungen erklären. Käme die Frequenzänderung nur durch Belastung des Senders zustande, so müßte die Frequenzverwerfungskurve symmetrisch verlaufen. Es wurde hier aber experimentell festgestellt, daß die Frequenzänderungskurven immer die gleiche Form aufweisen, unabhängig davon, ob der Resonanzbereich von kleinen nach großen Magnetfeldstärken hin oder umgekehrt ausgemessen wurde.

Es ist die Frage aufgeworfen worden, ob die hier in Frage kommenden Schwingungen etwa in Beziehung zu der Plasmaeigenfrequenz $\omega_{pi} = \frac{4\pi e^2 \cdot N}{m}$ stehen. ($N = \text{Elektronenkonzentration/cm}^3$). Um dies zu entscheiden, mußte die Elektronenkonzentration N gemessen werden. Nach der ECCLES-JORDANSchen Beziehung ist bei hinreichend hohen Frequenzen ω die Dielektrizitätskonstante eines Plasmas $\epsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 \cdot N}{m \cdot \omega^2}$; sie ist also für einen ionisierten Gasraum etwas von 1 verschieden und von N abhängig. Die Aufgabe ist daher, für ein noch zu wählendes ω die Frequenzänderung zu bestimmen, die auftritt, wenn statt z. B. nicht ionisierter Luft ein ionisiertes Gas den Schwingungsraum erfüllt. Aus dieser kann die jeweilige Elektronenkonzentration bestimmt werden. Als Meßfrequenz wurden hier cm-Wellen (3000 MHz) gewählt, weil man bei diesen Frequenzen abgeschlossene Hohlraumresonatoren benutzen kann, die Störungen durch den die Entladung in vorliegendem Falle anregenden Sender ausschalten. Ähnliche Messungen an Gleichstromentladungen sind z. B. von HONERJÄGER [10] durchgeführt worden.

Zur Messung wurde die elektromagnetische Strahlung von etwa 3000 MHz in einen leeren kreisförmigen (zylindrischen) Hohlraumresonator eingestrahlt, den Abb. 5 zeigt. Mit einem verschiebbaren konzentrischen Innenleiter wurde er auf seine Eigenfrequenz ω_{res} abgestimmt. Der Resonator ist dabei mit Luft von Atmosphärendruck in einem eingeschobenen Glasgefäß gefüllt. Dieses Glasgefäß ging außerhalb des Resonators in ein Entladungsgefäß über, in dem schließlich der üblichen Weise die gewünschte Hochfrequenzgasentladung aufrechterhalten wurde, die auch in den Hohlraumresonator hineinreichte. Dadurch wurde die Eigenfrequenz des Hohlraumresonators etwas erhöht; die Resonanzlage konnte wieder mit dem Innenleiter eingestellt und aus der benötigten Verschiebung $\frac{\Delta\omega_{res}}{\omega_{res}}$ gefunden werden.

Als Senderöhre diente eine Scheibentriode 2 C 40¹. Für diese Röhre mußte ein frequenzbestimmender Resonator gebaut werden, um die gewünschte Wellenlänge von 10 cm zu erhalten. Im Gitter-Anodenraum wird die Hochfrequenz kapazitiv ausgekoppelt und über ein Koaxialkabel in den großen Resonator eingestrahlt. Dessen verschiebbarer Innenleiter ist mit einer Mikrometerspindel versehen, dabei sind 10⁻³ mm Längenänderung noch ablesbar. Gegenüber der Sendeanenne befindet sich eine Empfangsantenne, deren Hochfrequenzspannung über ein Koaxialstück an einen Germaniumkristall geführt wird, der die Hochfrequenz gleichrichtet. Sie wird durch ein Mikroamperemeter angezeigt.

Untersucht wurden die Gase Wasserstoff und Argon. Die Hochfrequenzentladung zündete bereits bei sehr kleinen Leistungen mit schwacher Intensität. Erst von einem bestimmten Wert ab setzte die volle Zündung ein. Dieser plötzliche Zündeinsatz ist druckabhängig, er verschob sich mit fallendem Druck in das Gebiet höherer Anodenspannung. In Abb. 6 sind einige Meßresultate, und zwar gleich die Elektronen-

konzentration pro cm³ in Abhängigkeit von der Anodenspannung aufgetragen. Danach stieg die Entladungsintensität proportional zur Anodenspannung an. Für den Bereich der Entladungsintensitäten, in dem die weiter oben mitgeteilten Resonanzkurven ge-

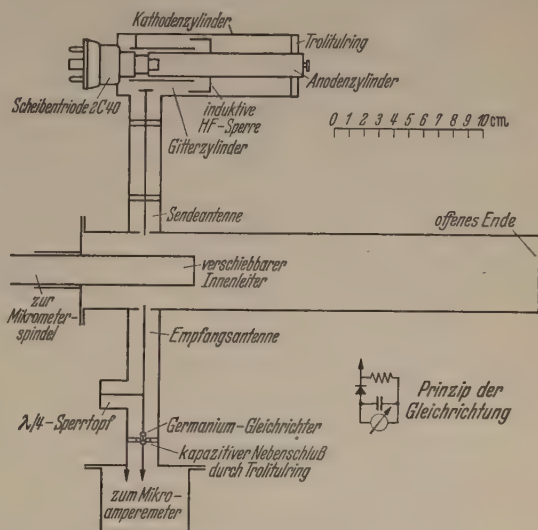


Abb. 5. Konstruktionszeichnung des Hohlraumresonators für $\lambda = 10$ cm.

messen worden sind, findet man für Wasserstoff bei z. B. 9 m Torr Mittelwerte für die Elektronenkonzentrationen zwischen $3,4 \cdot 10^8$ pro cm³ und $5 \cdot 10^8$ pro cm³. Hierzu gehören Plasmaeigenfrequenzen ω_{pi} zwischen 1000 und 1250 MHz. Für Argon z. B. bei 5 m Torr ergeben sich Konzentrationen zwischen $4,5 \cdot 10^8$ pro cm³ und $8,5 \cdot 10^8$ pro cm³ mit den zugehörigen

Plasmaeigenfrequenzen zwischen 1200 und 1650 MHz. Im eigentlichen Resonanzgebiet sind die Entladungsintensitäten und somit die Elektronenkonzentrationen, wie man aus dem Vergleich der Lichtintensitäten schließen kann, noch mindestens 5mal höher. Da die benutzten Senderfrequenzen um $\omega = 200$ MHz lagen, sind die Plasmaeigenfrequenzen sicherlich immer erheblich höher als die Sender- und auch höher als die Umlauffrequenzen der freien Elektronen im statischen Magnetfeld ω_0 , so daß man folgern muß, daß eine Plasmaeigenschwingung nicht die Ursache der beobachteten Resonanzerscheinungen sein kann.

Einfluß von Raumladungen.

Nach dem obigen scheint es nicht möglich zu sein, die Resonanzerscheinungen mittels der Berechnung der Elektronenbahnen im Vakuum unter Berücksichtigung von LORENTZ-Kraft und Hochfrequenzfeld allein zu erklären. Sicherlich spielen noch andere Felder, die

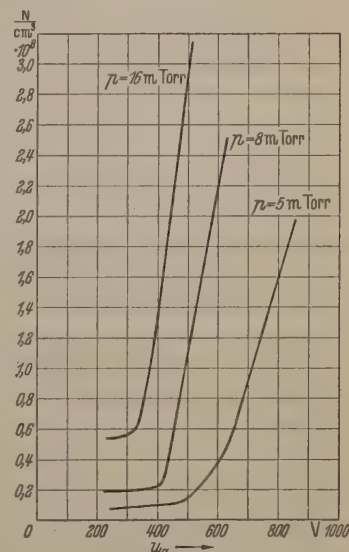


Abb. 6. Argon-Elektronenkonzentration als Funktion der Sender-Anodenspannung. (Kennlinienknick = volle Zündung.)

¹ Der Firma Telefunken, Ulm a. d. D., insbesondere Herrn Dr. L. BRÜCK danken wir vielmals für die Überlassung dieser Röhre.

z. B. durch das Vorhandensein von Raumladungen zustande kommen, eine wesentliche Rolle. Auf das Auftreten starker radialsymmetrischer Felder weisen Beobachtungen an zahlreichen Entladungsgefäßen vorwiegend bei niedrigen Gasdrucken und bei Anwesenheit schwererer Atome hin: Im Innern derselben trat bei zylindrischen Gefäßen um die Zylinderachse, bei kugeligen Gefäßen um den Kugelmittelpunkt ein mehr oder weniger stark leuchtendes scharf abgegrenztes Gebiet auf, für dessen Bildung sicherlich nur radiale Felder verantwortlich sind. Der Durchmesser dieses bei zylindrischen Gefäßen vorhandenen Plasmaschlauches nahm mit dem Gefäßdurchmesser zu. Diese Plasmagebilde wurden auch außerhalb der Senderspule beobachtet. Ihr Vorhandensein ist also nicht an die Anwesenheit geschlossener elektrischer Hochfre-

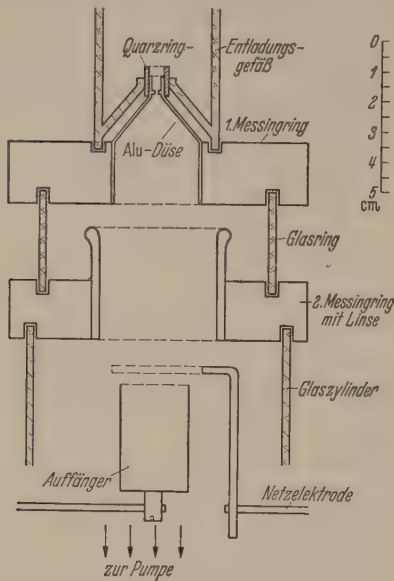


Abb. 7. Ionenquelle und el.-stat. Linse.

quenzfeldlinien gebunden. Die scharfen Grenzen des radialsymmetrischen Plasmagebildes bleiben auch bei Überlagerung eines Magnetfeldes erhalten, gleichgültig ob die Entladung innerhalb oder außerhalb der Senderspule aufrecht erhalten wird. Nur wenn das Magnetfeld gerade die Resonanzfeldstärke annimmt und das Gefäß sich, wie es zur Einstellung des Resonanzeffektes notwendig ist, im Spuleninnern befindet, zerfließen die Plasmagrenzen; die Leuchterscheinungen erstrecken sich dann über den ganzen Gefäßquerschnitt.

In Gasentladungen, z. B. in zylindrischen Gefäßen treten, verursacht durch Diffusion, Gradienten in der Trägerkonzentration auf, derart, daß diese von innen nach außen gemäß einer BESSELFunktion nullter Ordnung abnimmt [12]. Als Folge des Konzentrationsgefälles erfahren die Träger, also auch die Elektronen, Geschwindigkeitskomponenten radial nach außen. Diese sollen zunächst für den Längseffekt mit in Betracht gezogen werden. Unter Berücksichtigung eines den Radialgeschwindigkeiten entsprechenden Radialfeldes \mathcal{E}_r , des tangentialen Feldes \mathcal{E}_\sim und des dazu senkrechten statischen Magnetfeldes \mathcal{B}_{stat} lauten die Bewegungsgleichungen in Zylinderkoordinaten

$$\ddot{r} - r \dot{\theta}^2 = -\frac{e}{m} \mathcal{E}_r - \omega_0 r \dot{\theta};$$

$$r \ddot{\theta} + 2 \dot{r} \dot{\theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial t} (r^2 \dot{\theta}) = \frac{e}{m} \mathcal{E}_\sim + \omega_0 \dot{r}.$$

Wir interessieren uns zunächst nur für die Winkelgeschwindigkeit der umlaufenden Elektronen $\dot{\theta}$, also nur für die zweite Gleichung. Zu deren weiteren Behandlung ist keine nähere Aussage über den speziellen Verlauf des Radialfeldes \mathcal{E}_r erforderlich. Durch Integration erhält man mit

$$|\mathcal{E}_\sim| = -\frac{\omega}{2} r B \sin \omega t$$

aus

$$\frac{\partial}{\partial t} (r^2 \dot{\theta}) = -\frac{e}{m} \frac{\omega}{2} r^2 B \sin \omega t + \omega_0 r \dot{r}$$

$$\dot{\theta} = \frac{\omega_0}{2} + \frac{a}{2} \cos \omega t + \frac{\text{const}}{r^2},$$

mit $a = \frac{e}{m} B$ (vgl. S. 306). Die Konstante in dieser Gleichung kann man unter Hinweis auf die oben besprochene Beobachtung des Plasmaschlauches abschätzen. Aus dem Auftreten des radialsymmetrischen Plasmagebildes mit scharfen Grenzen kann man schließen, daß an der Plasmagrenze ($r = r_{pl}$) nur radiale Bewegung vorhanden ist. Die tangential Bewegung und damit $\dot{\theta}$ kann dort näherungsweise vernachlässigt werden. Daraus folgt die Konstante zu

$$\text{const} = -r_{pl}^2 \left(\frac{\omega_0}{2} + \frac{a}{2} \cos \omega t \right)$$

und

$$\dot{\theta} = \left(1 - \frac{r_{pl}^2}{r^2} \right) \left(\frac{\omega_0}{2} + \frac{a}{2} \cos \omega t \right).$$

Die zahlenmäßige Auswertung zeigt, daß man bei den hier benutzten Näherungsbetrachtungen auf das hochfrequente Zusatzglied praktisch verzichten kann.

Der experimentelle Befund, daß die Resonanzmagnetfeldstärke immer proportional zur Senderfrequenz ist, legt die Annahme nahe, daß ein Teil der Elektronen bei ihrer Bewegung um die Zylinderachse die Umlaufgeschwindigkeit des Hochfrequenzfeldes annehmen. Diese dabei auf Kreisbahnen erfolgende Bewegung der Elektronen kann nur dort zustande kommen, wo das radiale \mathcal{E} -Feld gerade die Radialkomponente der LORENTZ-Kraft kompensiert. Für diesen Fall soll also $\dot{\theta} = \omega$ sein. Dann erhält man aus der obigen Gleichung für den Radius der Kreisbahn einen ausgezeichneten Wert r_{el} . ω_0 war dabei, wie oben beschrieben, zu einem noch von den Gefäßdimensionen abhängigen Vielfachen von ω bestimmt worden. In Tabelle 2 sind die charakteristischen Daten für einige Gefäße zusammengestellt für eine mittlere Senderleistung von 100 W.

Tabelle 2.

Gefäß- durchmesser mm	$\frac{\omega_0}{\omega}$	r_{pl} beob. mm	r_{el} ber. mm	$ \mathcal{E}_\sim $ V/cm	λ_{el} cm	$\frac{\lambda_{el}}{2\pi r_{el}}$
68	3	15	23	20	12	0,86
40	4	11	15	15	6–8	0,7–0,9
20	6	7	8	9	3–4	0,6–0,8

Dabei ist der Beobachtung Rechnung getragen worden, daß der für die Erscheinung etwa optimale Gasdruck noch von den Gefäßdimensionen und der Gasart abhängt, und zwar gehören zu weiten Gefäßen niedrigere Gasdrücke und umgekehrt. Für die Resonanzerscheinung sind also Elektronen verantwortlich, die im Bereiche zwischen etwa $1/2$ und $3/4$ des Gefäß-

radius in günstiger Phasenlage erfaßt werden, an-
fänglich mit der Umlaufgeschwindigkeit $= \omega_{\text{Sender}}$ an-
nähernd auf Kreisbahnen laufen und dabei rasch Ener-
gie aufnehmen. Wie aus der letzten Spalte hervorgeht,
beträgt der Umfang der Kreisbahnen $2\pi r_{el}$, die die
Elektronen im Resonanzbereich durchlaufen sollen,
immer annähernd gerade eine freie Weglänge.

Für den Quereffekt, bei dem man den Einfluß des
magnetischen Wechselfeldes gegenüber den anderen
Feldern nicht vernachlässigen kann, läßt sich eine ana-
loge Rechnung durchführen. Unter Benutzung eines
effektiven Magnetfeldes, das sich aus dem statischen
und dem hochfrequenten Magnetfeld zusammensetzt,
läßt sich wieder eine Gleichung für $\dot{\theta}$ angeben. Setzt man
in diese die beim Längseffekt benutzten Beobachtungs-
werte für r_{pl} , ferner als Näherungswerte die aus den Gleich-
ungen für den Längseffekt errechneten
Werte für r_{el} und die aus den Messungen
bestimmten Verhältniswerte $\frac{\omega_0}{\omega}$ ein, so er-
gibt sich für die Winkelgeschwindigkeit
in einem charakteristischen Beispiel ein
Wert von $\dot{\theta} = 2 \cdot 10^8/\text{sec}$, während die
bei den Messungen verwendete Sender-
frequenz den Wert $2,16 \cdot 10^8/\text{sec}$ hatte.

Es zeigt sich also, daß die Berücksich-
tigung der aus der Elektronenkonzen-
trationsverteilung folgenden Felder eine Mög-
lichkeit bietet, beide Effekte in einheit-
licher Weise zu beschreiben.

Ausnutzung des Quereffekts beim Betrieb einer Hochfrequenzionenquelle.

Da der Resonanzeffekt besonders bei
Drucken bis zu etwa 20 m Torr kräftig
wirksam ist, kann er für den Betrieb einer Hoch-
frequenzionenquelle ausgenutzt werden [1, 3, 6, 7].

Das Magnetfeld wird dabei in bequemer Weise von
einem Stabmagneten geliefert, dessen Abstand vom
Entladungsrohr so eingestellt wird, das sich bei Ver-
wendung selbsterregter Sender gerade das erste Inten-
sitätsmaximum ausbildet. Ionenquellen in der von
THONEMANN [13] angegebenen Form sind mit quer-
überlagertem Magnetfeld im hiesigen Institut seit über
einem Jahr bei einer Teilchenbeschleunigungsanlage
in Benutzung ohne Anlaß zu Störungen gegeben zu
haben. In gesonderten Untersuchungen wurde fest-
gestellt, daß sich die Ionenausbeute bei mäßigen Sen-
derleistungen unter Ausnutzung des Quereffektes auf
das etwa Drei- bis Vierfache des Betriebs ohne Ma-
gnetfeld steigern läßt.

Konstruktionseinzelheiten der neuerdings hier ver-
wendeten Ionenquelle kann man der Abb. 7 entnehmen.
Nach den hiesigen Erfahrungen ist es für Dauerbetrieb
ratsam, zwischen die Aluminiumdüse und das Ent-
ladungsgefäß einen Quarzring einzuschieben, wie dies
von MOAK und Mitarbeitern [14] bereits angegeben
worden ist. In die Düse wurde unter Berücksichtigung
der Versuche von REIFENSCHWEILER eine Kanallende
eingebaut. Um den Gasverbrauch zu begrenzen, hatte
sie in unserem Falle nur 1 mm \varnothing . Der Gasverbrauch
betrug hier 6—8 cm/h bei Wasserstoff von 760 Torr.

Zur nachträglichen Fokussierung hat sich hier eine
einfache elektrische Linse bewährt, wie sie aus Abb. 7
ersichtlich ist. Die gleichzeitige Messung des Düsen-
und des Ionenstroms im Auffänger ergab, daß sich mit

steigender Ziehspannung der Düsenstrom bald ver-
ringert, wobei der Ionenstrom zunimmt (vgl. hierzu
bereits [15]). Der Düsenstrom durchläuft schließlich
ein ausgeprägtes Minimum, dabei hat der Ionenstrom
einen Wert erreicht, der bei weiterer Steigerung der
Ziehspannung nur noch langsam zunimmt. Nach den
hier vorliegenden Messungen verlagert sich das Mini-
mum mit steigender Entladungsintensität zu höheren
Ziehspannungen.

Abb. 8 zeigt einige typische Meßresultate für den
Düsen- und den Ionenstrom bei Verwendung eines
LS 50-Senders¹. Die Linsenspannung betrug dabei
immer 95% der Ziehspannung. Bei Variation der
HF-Senderleistung von 30 auf 100 W verschob sich
das Minimum von 1400 V auf 3200 V. Dabei muß man
darauf achten, daß die Entladungsintensität gerade in

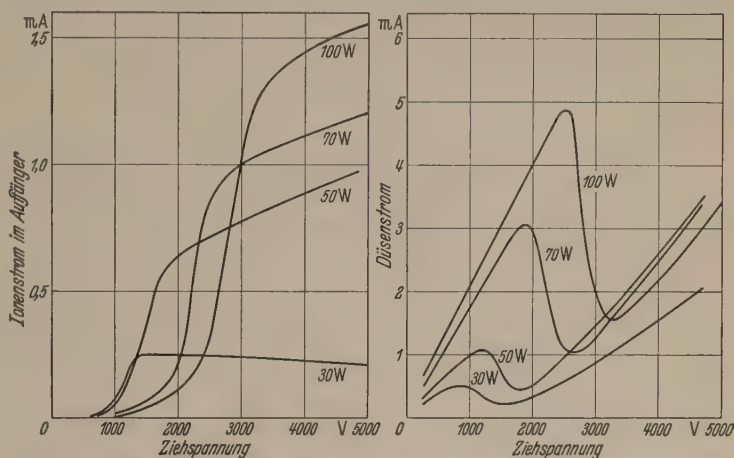


Abb. 8. Düsen- und Ionenstrom bei versch. Sendeleistungen. Wasserstoff 16 m Torr.

der Nähe der Düse am kräftigsten ist, was sich durch
Verschiebung der Lage der Senderspule einstellen läßt.

Dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr.
FLEISCHMANN sind wir für die Bereitstellung von In-
stitutsmitteln sehr zu Dank verpflichtet. Ebenso
möchten wir der Deutschen Forschungsgemeinschaft
für die Unterstützung dieser Untersuchungen danken.

Zusammenfassung.

In elektrodenlosen induktiv angekoppelten Hoch-
frequenzgasentladungen (ω zwischen 20 und 70 MHz)
steigt bei Drucken zwischen etwa 1 und 20 m Torr bei
Überlagerung statischer Magnetfelder in gewissen
Feldstärkenbereichen die Entladungsintensität reso-
nanzartig an. In Fortführung früherer Untersuchungen
werden an Hand von Messungen der Lichtausbeute
die Resonanzbereiche für den Quer ($\mathcal{B}_{\text{stat}} \perp \mathcal{B}_{-}$)- und
auch für den Längs ($\mathcal{B}_{\text{stat}} \parallel \mathcal{B}_{-}$)-Effekt genau be-
stimmt. Beim Quereffekt werden für das Verhältnis
der Umlauffrequenz freier Elektronen im statischen
Feld ω_0 zur Senderfrequenz ω bei der hiesigen Anord-
nung Werte zwischen 1,5 und 2,1 gefunden, während
für den Längseffekt die entsprechenden Werte zwi-
schen 3 und 6 liegen. — Eine Näherungsrechnung zeigt,
daß die Resonanzerscheinung nicht aus dem Zusam-
menwirken von LORENTZ-Kraft und elektrischem
Wechselfeld allein erklärt werden kann. — Messungen
der Elektronenkonzentration (Mittelwerte) mit Hilfe

¹ Diese Messungen wurden im hiesigen Institut von Herrn
cand. phys. DÄHNICK durchgeführt.

der Bestimmung der Verschiebung der Eigenfrequenz (um 3000 MHz) eines Hohlraumresonators, wenn statt nicht ionisierter Luft ein ionisiertes Gas den Schwingungsraum erfüllt, ergaben (ohne Resonanz) Werte zwischen 5 und $10 \cdot 10^8$ El./ccm. Die Erscheinung kann demnach nicht dem Auftreten von Plasmaeigenschwingungen zugeschrieben werden. Eine qualitative Deutung wird aber gefunden, wenn man außer LORENTZ-Kraft und Hochfrequenzfeld noch die in Gasentladungen auftretenden radialen Gradienten der Trägerkonzentration berücksichtigt, die radiale Geschwindigkeitskomponenten der Träger zur Folge haben. Auf das Auftreten starker radialsymmetrischer statischer Felder weisen Beobachtungen von zylinder- oder kugelsymmetrischen Plasmagebilden mit scharfer Begrenzung im Innern der Entladung hin. Für die Resonanzerscheinung scheinen Elektronen verantwortlich zu sein, die im Bereich zwischen dem Plasmagebilde und der Gefäßwand, also bei etwa $\frac{1}{2}$ bis $\frac{3}{4}$ des Gefäßradius erfaßt werden, anfänglich auf Kreisbahnen laufen und bei richtiger Phasen-

lage zum Wechselfeld dabei rasch Energie aufnehmen. Die Erscheinung hat bei der Hochfrequenzonenquelle nutzbringende Anwendung gefunden.

Literatur. [1] NEUERT, H.: Z. Naturforsch. **4a**, 449 (1949). — [2] KOCH, B. u. H. NEUERT: Z. Naturforsch. **4a**, 456 (1949). — [3] LINDBERG, A., H. NEUERT u. H. WEIDNER: Naturwiss. **39**, 374 (1952). — [4] KOCH, B. u. H. NEUERT: Ann. d. Physik **7**, 7 (1950). — [5] KOCH, B. u. H. NEUERT: Z. angew. Phys. **5**, 249 (1953). — [6] BUDDE, R. u. P. HUBER: Helvet. Phys. Acta **25**, 459 (1952). — [7] SWANN, C. P. u. F. J. SWINGLE: Rev. Scient. Instr. **23**, 636 (1952). — [8] HALL, R. N.: Rev. Scient. Instr. **19**, 905 (1948). — [9] WEIDNER, H.: Dipl.-Arbeit Hamburg 1953. — [10] HONERJÄGER, R. u. E. SCHULZ-DU BOIS: Naturwiss. **37**, 357 (1950). — [11] STUCKENBERG, H.: Dipl.-Arbeit Hamburg 1953. — [12] SCHOTTKY, W.: Phys. Z. **25**, 635 (1924). — [13] THONEMAN, P. C., I. MOFFAT, D. ROAF u. I. H. SANDERS: Proc. Phys. Soc. **61**, 483 (1948). — [14] MOAK, C. D., H. REESE u. W. M. GOOD: Nucleonics **9**, 18 (1951). — [15] REIFENSCHWEILER, O.: Vortrag, Tagung der südwestdeutschen Physikal. Gesellsch. vom 26. 4. 1952.

Prof. Dr. HUGO NEUERT, Dipl.-Phys. HANS JOACHIM STUCKENBERG, Dipl.-Phys. HANS PETER WEIDNER, Hamburg, Physikalisches Staatsinstitut.

Ein einfaches Gerät zur Messung von Lichtsummen.

VON WILLY HARTNAGEL, Münster.

Mit 4 Textabbildungen.

(Eingegangen am 30. November 1953.)

Bei einem speziellen Problem der photographischen Lichtmessung wurde ein Gerät zur genauen Bestimmung von Lichtsummen entwickelt. Dieses Gerät, das vielleicht auch auf anderen Gebieten, etwa in der Medizin, Biologie oder Meteorologie, Verwendungsmöglichkeiten hat, soll im Folgenden beschrieben werden.

Prinzipielles zur Messung.

Eine Lichtsummenmessung kann dadurch erfolgen, daß ein Kondensator über eine Photozelle wiederholt mit der gleichen Ladungsmenge ge- oder entladen

Gitterstrom aufgeladen. Wird nun S geschlossen, dann sperrt die auf der negativen Kondensatorbelegung fre werdende Ladung den Anodenstrom der Röhre. Erst nachdem sich das Gitter über die beleuchtete Photozelle entladen hat, setzt der Anodenstrom wieder ein und bringt das Relais R zum Ansprechen. Durch die einmalige Kondensatorentladung wird zwischen dem Schließen des Schalters (bei dem gleichzeitig die die Photozelle beleuchtende Lichtquelle eingeschaltet wird) und dem Ansprechen des Relais (das die Lichtquelle

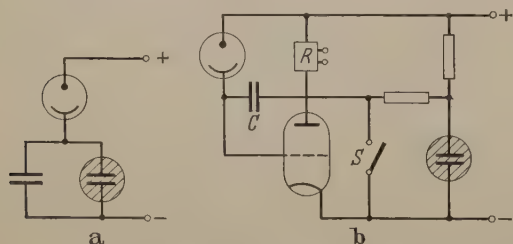


Abb. 1. a) Photokippkreis; b) Visomat-Meßschaltung.

wird. Dabei ist die zu bestimmende Lichtsumme proportional der Anzahl dieser Ladungsänderungen. Die einfachste Anordnung, die dieses leistet, ist der Photokippkreis (Abb. 1a), bei dem sich der Kondensator, der über die Photozelle aufgeladen wird, jedesmal beim Erreichen der Zündspannung der Glimmlampe bis zu deren Löschspannung entlädt. Da jedoch Zünd- und Löschspannung einer Glimmlampe, im Gegensatz zur Brennschaltung, inkonstant und stark temperaturabhängig sind, ist der Photokippkreis für genauere Messungen ungeeignet. Man verwendet deshalb besser anstelle der Glimmlampe Elektronenröhren. Die Abb. 1b zeigt eine in technischen Geräten der Visomat GmbH verwandte Schaltung [1]. Bei geöffnetem Schalter S wird mit der konstanten Spannung der Stabilisierungsröhre der Kondensator C durch den

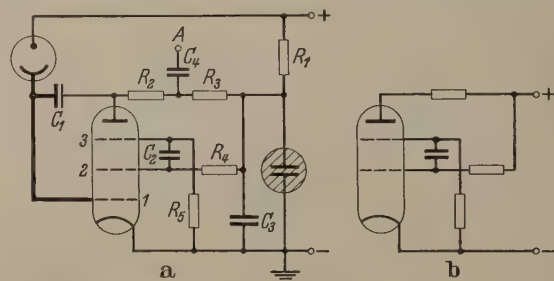


Abb. 2. a) Gesamtschaltung des Gerätes. b) Kippgenerator von a. $R_1 = 25 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 80 \text{ k}\Omega$, $R_3 = 9 \text{ k}\Omega$, $R_4 = 100 \text{ k}\Omega$, $R_5 = 100 \text{ k}\Omega$; $C_1 = \text{s. Text}$, $C_2 = 500 \text{ pF}$, $C_3 = 0,1 \text{ }\mu\text{F}$, $C_4 = 10 \text{ nF}$.

wieder ausschaltet) eine ganz bestimmte Lichtdosis festgelegt. (Dies ist die Aufgabe des Gerätes von Abb. 1b.) Eine Messung von Lichtsummen wird möglich, wenn sich der Vorgang beliebig oft wiederholt. Dies läßt sich erreichen, wenn jeweils beim Ansprechen des Relais der Schalter kurzzeitig geöffnet und damit der Kondensator erneut geladen wird.

Schaltung und Aufbau.

Bei unserem Gerät wird diese Aufgabe elektronisch durchgeführt. Abb. 2a zeigt die Gesamtschaltung der Anordnung. Diese besteht aus einem Kippgenerator in Dynatronschaltung [2], für dessen Kippvorgang die Änderung der Stromverteilung zwischen Anode und

Gitter 2 maßgebend ist, und im übrigen aus derselben Schaltanordnung wie in Abb. 1b, also aus dem Meßkondensator C_1 mit seiner Ladespannungsversorgung und der Photozelle, die wie dort über das Gitter 1 den Emissionsstrom steuert. Der Kippgenerator, der in Abb. 2b herausgezeichnet ist, übernimmt dabei die Aufgaben von Relais und Schalter der Anordnung von Abb. 1b. Das Zusammenwirken der einzelnen Vorgänge ersieht man aus Abb. 3, die den zeitlichen Verlauf der Elektrodenspannungen zeigt. Während sich das Gitter 1 (vom Zeitpunkt t_0 ab) über die beleuchtete Photozelle entlädt, steigt der Emissionsstrom, der sich auf Anodenstrom I_A und Strom I_2 zum Gitter 2 verteilt. Dabei fallen die Anodenspannung U_A und die Spannung U_2 am Gitter 2. Die bei der Abnahme von U_2 auf C_2 frei werdende Ladung drosselt über Gitter 3 den Anodenstrom. Wegen der Rückkopplung des Vorgangs wird der Anodenstrom fast momentan gesperrt, wobei die Anodenspannung auf die Spannung der Stabilisierungsröhre springt (Stück AB in den Spannungskurven); die Anordnung ist gekippt. Dabei wird der Kippvorgang durch die Anodenrückkopplung über C_1 auf das Gitter 1 noch beschleunigt. Insbesondere wird dadurch der Kippeinsatz verschärft. Beim Hochgehen der Anodenspannung lädt sich der Kondensator C_1 über den Gitterstrom I_1 . Der Ladestrom, der I_3 verringert, äußert sich in einem kleinen Anstieg von U_2 (Punkt C). Nachdem sich das Gitter 3 über R_5 hinreichend entladen hat, setzt der Anodenstrom wieder ein. Da aber jetzt U_A viel größer als U_2 ist (Punkt D), erfolgt die Stromverteilung zunächst fast ganz zu Gunsten von I_A . Die Spannung an dem jetzt fast stromlosen Gitter 2 springt deshalb ebenfalls in die Höhe, wobei der Kondensator C_2 wieder geladen wird (Stück DE). Bei dem Abfall (DE) der Anodenspannung fließt von C_1 negative Ladung auf das Gitter 1, womit wieder derselbe Zustand wie zur Zeit t_0 erreicht ist. Der einzige Unterschied gegenüber der Anordnung von Abb. 1b ist der, daß dort beim Schließen des Schalters sofort die ganze negative Ladung von C frei wird, während dies hier nur in dem Maße geschieht, in dem die Anodenspannung sinkt.

Die verwendete Schaltung ist nichts anderes als ein MILLER-Integrator [3] in Dynatronschaltung, bei dem der MILLER-Widerstand durch die Photozelle ersetzt ist. Jedoch wird bei unserem Gerät die charakteristische Eigenschaft jener Schaltung, nämlich die zeitlich lineare Änderung der Anodenspannung, nicht ausgenutzt.

Die am Ausgang A auftretenden positiven Spannungsimpulse betätigen über einen Impulsverstärker ein Zählwerk. Vor dem eigentlichen Verstärker befindet sich eine Röhrenstufe zur Impulsumkehr. Durch diese Zwischenstufe wird gleichzeitig eine Rückwirkung des Verstärkers auf das Meßgerät vermieden. Außerdem wird durch die Verlegung des Ausgangs von der Anode weg zwischen die Widerstände R_2 und R_3 die Ankopplung an den Verstärker möglichst lose gestaltet.

In dem Gerät können sowohl Vakuum-Photozellen als auch gasgefüllte Zellen verwendet werden. Da jedoch die Saugspannung infolge der Potentialänderungen des Steuergitters nicht konstant ist, wurde eine Vakuum-Zelle, die dauernd im Sättigungsgebiet arbeitet, vorgezogen. Unser Gerät ist mit einer grünempfindlichen PRESSLER-Zelle (96—381/TUMA/GCsGV) mit

einer Empfindlichkeit $e = 104 \frac{\mu A}{lm}$ bei einer Kathodenfläche von $12,5 \text{ cm}^2$ bestückt. Als Pentode hat sich die AF 7, die von einer Batterie geheizt wird, bewährt. Um die Spannung für den Kippgenerator und für die Ladung des Meßkondensators möglichst konstant zu halten, wird die Präzisionsspannungsstabilisierungsröhre 85A1 mit 85 V Brennspannung und 4 mA Ruhestrom verwandt. Die Stromversorgung des Gerätes erfolgt mit einer auf $0,50/00$ röhrenregelten Spannung von 220 V. Im Allgemeinen wird man (bei Verwendung von Vakuum-Zellen) mit einer Spannungs Konstanz von 1% auskommen, da in diesem Fall die Spannungs-

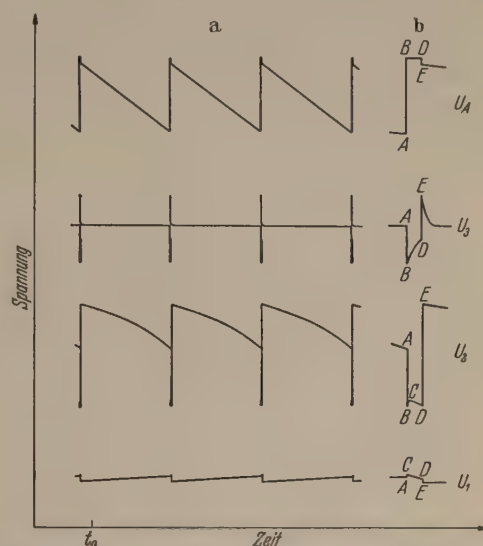


Abb. 3. Zeitlicher Verlauf der Elektrodenspannungen. a) bei kleiner Zeitauflösung; b) bei großer Zeitauflösung für den Kippvorgang.

schwankung an der Stabilisierungsröhre nur $0,14/00$ beträgt.

Beim Aufbau des Gerätes wurde auf beste Isolation der vom Photostrom durchflossenen und in Abb. 2a stark gezeichneten Teile geachtet. Es wurden deshalb der Meßkondensator C_1 nach Art der Präzisionskondensatoren mit Luftdielektrikum in ein luftdichtes Metallgehäuse eingebaut und der Träger der Plattensätze und die Durchführungen aus Trolitul gefertigt. Zur Vermeidung von Wasserhäuten wurden die freien Glasteile der AF 7 an der oberen Gittereinführung und der Hals der Photozelle mit Siliconpaste PH behandelt. Das ganze Gerät ist zum Schutz gegen elektromagnetische Störungen, die ein in der Nähe befindlicher FEUSSNERScher Funkenerzeuger verursachte, in einem Eisenblechkasten von 5 mm Wandstärke untergebracht.

Empfindlichkeit und Meßgrenzen.

Die Empfindlichkeit der Anordnung ist von der Photozelle, der Spannung der Stabilisierungsröhre, der Kapazität des Meßkondensators und vom Bau der Röhre abhängig. Am einfachsten wird die gewünschte Empfindlichkeit durch eine geeignete Kapazität des Meßkondensators eingestellt. Bei der verwendeten Anordnung besteht der anodenseitige Plattensatz dieses Kondensators aus 2 isolierten Teilen, so daß 3 verschiedene Betriebskapazitätswerte von etwa 83, 158 und 233 pF geschaltet werden können. Die zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zählstößen abgeführte Ladung Q beträgt für die 3 Kapazitäten $5,44 \cdot 10^{-9}$;

$1,06 \cdot 10^{-8}$ bzw. $1,54 \cdot 10^{-8}$ C; sie ist proportional zur Meßkapazität ¹.

Für die Empfindlichkeit und Meßgrenze spielt noch eine andere Erscheinung eine Rolle. Bei unbelichteter Zelle tritt trotz bester Isolation des Photostromkreises ein Dunkeleffekt auf, der stark von der jeweils verwendeten Röhre und in sehr geringem Maße auch von der Luftfeuchtigkeit (Unterschied Sommer — Winter) abhängt. Er ist also offenbar zum größten Teil auf unvollkommene Isolation am Quetschfuß der AF 7 (dort ist das Gitter 1 nochmal gehalten), zum geringeren Teil auf äußere Kriechströme und möglicherweise auch noch auf den thermisch bedingten Dunkelstrom der Photozelle zurückzuführen. Bei der schlechtesten Röhre entsprach dieser Dunkeleffekt einem Photostrom von $6,5 \cdot 10^{-11}$ A, wodurch bei Verwendung der kleinen Kapazität alle 85 sec ein Leerstoß verursacht wurde.

Bei Berücksichtigung des Nulleffektes ergibt sich für die zu messende Lichtsumme

$$S = \frac{Q}{e} (n - n_0) = \frac{Q}{e} n \left(1 - \frac{\bar{\tau}}{\tau_0}\right). \tag{1}$$

Dabei bedeuten n die Anzahl der Zählstöße und n_0 die Anzahl der Nullstöße, die in der Meßzeit erfolgen würden. τ bzw. τ_0 ist die Zeit zwischen zwei Zähl- bzw. zwei Leerstößen. Der Querstrich bedeutet die Mittelung über die Meßzeit. Für den kleinen Kondensator ergibt sich mit den oben angegebenen Werten für Q und e bei vernachlässigbarem Dunkeleffekt der Kehrwert der Empfindlichkeit zu $5,23 \cdot 10^{-5} \frac{\text{lm sec}}{\text{Zählstoß}}$ und im Falle $\frac{\bar{\tau}}{\tau_0} = 1/2$ (also Photostrom und Dunkelstrom gleich groß), was etwa einer praktischen Anwendungsgrenze entspricht, zu der Hälfte dieses Wertes. Ein Dunkeleffekt vergrößert die Empfindlichkeit, der Photostrom führt nicht mehr allein die ganze Ladung Q ab.

Für die Meßgenauigkeit ist zweierlei maßgebend:

1. Am Zählwerk können nur ganze Zählstöße abgelesen werden.
2. Die Zeitdauer τ des einzelnen Stoßintervalls unterliegt auch bei konstantem Lichtstrom, statischen Schwankungen. Die Tabelle 1 enthält die mittlere prozentuale Schwankung p des einzelnen Stoßintervalls in Abhängigkeit von der Zeitdauer τ dieses Intervalls bzw. der Zählfrequenz ν . Dabei beziehen sich die beiden letzten Zeilen auf zwei verschiedene Dunkeleffekte, wobei beim ersten die kleine und beim zweiten die große Meßkapazität Verwendung fand.

Wie die Tabelle zeigt, ist diese Schwankung unabhängig von der Zählfrequenz und beträgt immer, auch für den Dunkeleffekt, etwa 3,5%.

Tabelle 1.

τ_{sec}	ν_{Hz}	$p \%$
0,077	13,1	3,45
0,305	3,28	3,42
0,958	1,04	3,35
6,83	0,146	3,64
99,4	0,0101	3,49
455	0,0022	3,57

¹ Bei einem Probeaufbau wurde auch eine kleinere Kapazität von etwa 15 pF verwandt, womit das Gerät noch einwandfrei arbeitete.

Die beiden Fehlerquellen ergeben für die zu messende Lichtsumme einen relativen Fehler

$$r = \frac{1}{1 - \frac{\bar{\tau}}{\tau_0}} \left\{ \frac{1}{n^2} + \frac{p^2}{n} + \frac{p^2}{n'_0} \left(\frac{\bar{\tau}}{\tau_0} \right)^2 \right\}^{1/2}. \tag{2}$$

Dabei ist n'_0 die Anzahl der Leerstöße, die zur Bestimmung von τ_0 dient. Im Allgemeinen wird n'_0 so groß gewählt, daß der letzte Summand unter der Wurzel gegen die beiden anderen vernachlässigbar ist. Bei unseren Versuchen, bei denen das Verhältnis $\frac{\bar{\tau}}{\tau_0}$ von der Größenordnung 10^{-3} war, ist das schon mit kleinen n'_0 zu erreichen.

Während sich die kleinste mit einem vorgegebenen Fehler r noch meßbare Lichtsumme aus den Gleichungen (1) und (2) bei hinreichend großem n'_0 zu

$$S_{\text{min}} = \frac{Q}{e} \frac{2 \left(1 - \frac{\bar{\tau}}{\tau_0}\right)}{\left\{ p^4 + 4 p^2 \left(1 - \frac{\bar{\tau}}{\tau_0}\right)^2 \right\}^{1/2} - p^2}$$

ergibt, ist eine solche untere Grenze bei der Messung zeitlich konstanter Lichtströme bzw. Beleuchtungsstärken, wo die Meßzeit genügend lang sein kann, nicht vorhanden. Die Meßgenauigkeit nimmt für kleine n ($n \ll 1/p^2$), bei denen die Zählgenauigkeit maßgebend ist, mit der Meßzeit und für große n ($n \gg 1/p^2$), bei denen die statistischen Schwankungen entscheidend sind, proportional mit der Wurzel der Meßzeit zu. Eine praktische Grenze ergibt sich aber durch die sehr langen Zeiten, die notwendig sind um kleine Lichtströme mit einer vorgegebenen Genauigkeit zu bestimmen. Die Tabelle 2 enthält die Anzahl der Meßstöße n , der Dunkelstöße n'_0 und die dazugehörigen Meßzeiten t und t'_0 , die erforderlich sind, um verschiedene Lichtströme bzw. Beleuchtungsstärken auf 1% bzw. 1%/₁₀₀ genau zu messen. Dabei sind der Berechnung ein Dunkelstrom von $3,3 \cdot 10^{-11}$ A, wie er von uns normalerweise beobachtet wurde, und die kleine Meßkapazität zugrunde gelegt. Die Bestimmung von n und n'_0 erfolgte so, daß die gesamte Meßzeit $t + t'_0$ ein Minimum ist.

Wie die Tabelle 2 zeigt dürfte für die Meßkapazität von 83 pF bei einem Lichtstrom von 10^{-6} lm eine praktische untere Grenze erreicht sein. Abgesehen von solchen extremen Fällen lassen sich Beleuchtungsstärken von etwa 0,1 lx bequem in einigen Minuten auf 1%/₁₀₀ genau messen.

Bei größer werdender Zählfrequenz muß schließlich die endliche Zeitdauer des Kippvorganges eine Abweichung von der erforderlichen Proportionalität zwischen Zählfrequenz und Lichtstrom bewirken. Die

Tabelle 2.

Lichtstrom	Beleuchtungsstärke	Genauigkeit 1 %				Genauigkeit 1 %/ ₁₀₀			
		n	n'_0	t	t'_0	n	n'_0	t	t'_0
lm	lx								
10^{-2}	8	106	—	0,554 sec	—	1786	—	9,34 sec	—
10^{-3}	8 · 10 ⁻¹	106	—	5,54 sec	—	1786	—	93,4 sec	—
10^{-4}	8 · 10 ⁻²	107	1	55,9 sec	165 sec	1811	1	15,8 m	165 sec
10^{-5}	8 · 10 ⁻³	111	1	9,37 m	165 sec	2128	8	2,99 h	22,0 m
10^{-6}	8 · 10 ⁻⁴	164	6	1,85 h	16,5 m				

Kippdauer ist aber im wesentlichen durch den Kippgenerator (s. Abb. 2b) bestimmt und höchstens gleich dessen halber Schwingungsdauer. Aus der Eigenfrequenz des Kippgenerators, die bei dem verwandten Gerät 75,6 kHz beträgt, ergibt sich eine Kippzeit von weniger als 6 μ sec. Danach wird die Abweichung von

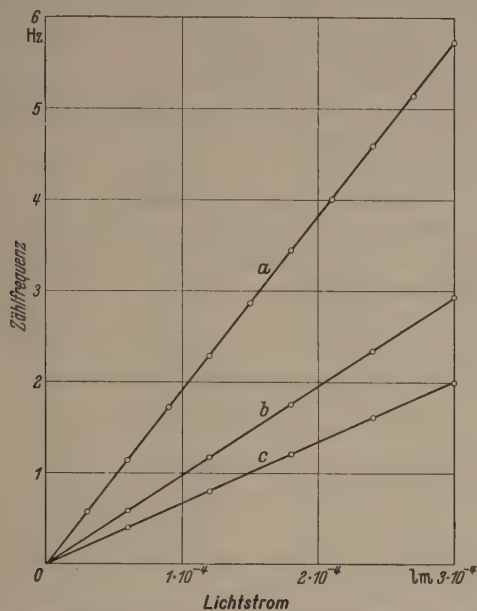


Abb. 4. Zählfrequenz als Funktion des Lichtstroms für 3 Meßkapazitäten von etwa a) 83 pF. b) 158 pF c) 233 pF.

der Linearität erst bei Zählfrequenzen über 170 Hz größer als 10/100 und bei Zählfrequenzen über 1700 Hz größer als 10/10. Die Abb. 4 enthält einige Messungen bei verschiedenen Lichtströmen für alle 3 Meßkapazitäten, die die erwartete Linearität bestätigen. Die Lichtschwächung erfolgte dabei durch 2 Polarisationsfilter.

Die obere Grenze der Zählfrequenz wird durch die maximale Belastbarkeit der Photokathode von etwa

10 μ A bestimmt. Sie liegt für die große Kapazität bei 650 Hz und für die kleine bei 1840 Hz. Lichtströme, die diese Grenze überschreiten, müssen z. B. durch Filter geschwächt werden. Die Durchlässigkeit der Filter ist mit dem Gerät selbst mit großer Genauigkeit zu bestimmen.

Obgleich das Gerät nur geringen Aufwand erfordert, lassen sich mit ihm bei geeigneter Wahl des Meßkondensators Messungen von Lichtsummen, zeitlich konstanten Lichtströmen bzw. Beleuchtungsstärken und Filterdurchlässigkeiten mit wohlhellen Anforderungen genügender Genauigkeit ausführen. Die Meßanordnung hat sich über Jahre als reproduzierbar erwiesen. Da jedoch Stabilisierungsröhren und eventuell auch Photozellen geringe Alterungserscheinungen zeigen können, ist eine gelegentliche Kontrolle mit einer Standardlichtquelle angebracht. Bei einer Neubestückung ist eine solche Kontrolle unerlässlich.

Zusammenfassung.

Aufbau, Wirkungsweise und Leistungsgrenzen eines Gerätes zur Messung von Lichtsummen werden beschrieben. Als Meßorgan dient eine Photozelle, deren Photostrom einen Kondensator periodisch entlädt. Die automatische Wiederaufladung dieses Kondensators erfolgt durch einen geeigneten Kippgenerator, der gleichzeitig, über einen Verstärker, ein Zählwerk betätigt.

Herrn Prof. Dr. E. KAPPLER danke ich für stete Unterstützung. Weiter danke ich Herrn Dipl. Phys. W. HELLENTHAL für wertvolle Mitarbeit.

Literatur. [1] GEFFCKEN, H. und H. RICHTER: Die Photozelle in der Technik, Berlin 1943. — [2] ROTHE, H. und W. KLEEN: Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter, Leipzig 1948. — [3] s. BRIGGS, B. H.: Elektr. Eng. **20**, 243 u. 279 (1948).

Dr. WILLY HARTNAGEL,

Physikalisches Institut der Universität Münster.

Über eine allgemeingültige empirische Näherungsformel für den Sättigungsdampfdruck.

Von ERNST WALDSCHMIDT, Berlin.

Mit 4 Textabbildungen.

(Eingegangen am 2. November 1953.)

In der Hochvakuumtechnik steht man öfter vor der Aufgabe, die Dampfdrucke der verwendeten Werkstoffe oder zufällig anwesender Verunreinigungen abschätzen zu müssen. Aus der CLAUSIUS-CLAPEYRONschen Gleichung läßt sich bekanntlich unter vereinfachenden Annahmen weitgehender Temperaturunabhängigkeit bestimmter kalorischer Eigenschaften der beteiligten Stoffe bzw. Phasen eine geeignete Näherungsformel ableiten, die auf der Entropie und der Verdampfungswärme der Substanz im Grundzustand (das ist bei Zimmertemperatur und 1 Atm.) aufbaut und die zu recht brauchbaren Resultaten führt, besonders in der Nähe des Grundzustandes [1]. Bei stark abweichenden Temperaturen kommt man meist ohne Berücksichtigung der spez. Wärme der „Reaktionsteilnehmer“ (das sind fester oder flüssiger Stoff und sein zugehöriger Dampf) nicht aus. Da diese Unterlagen meist nicht ausreichend bekannt

sind oder zur Verfügung stehen, sollte eine Überschlagsformel gesucht werden, die ohne besonderen Rechenaufwand mit wenigen kalorischen Daten den Dampfdruck anzugeben gestattet.

Schon RAMSAY und YOUNG [2] haben gezeigt, daß für viele Substanzen der Sättigungsdruck den gleichen Wert hat, wenn man die Stoffe bei „übereinstimmenden“ Temperaturen vergleicht. Sie verwendeten als Vergleichstemperatur den Quotienten T_s/T , wobei T_s die Siedetemperatur und T die Versuchstemperatur in °K bedeuten. Trägt man den Logarithmus des Dampfdruckes, $\log p$, gegen T_s/T auf, so erhält man bekanntlich eine Gerade, die beispielsweise bei Quecksilber vom kritischen Punkt bis zu den niedrigsten gemessenen Werten Gültigkeit hat. Das untersuchte Druckgebiet reicht von $\log p = 3,018$ bis $\log p = 0,148 - 9$ bei einer Temperaturänderung von 1723 bis 233° K. Diese Gerade wird durch die

Gleichung

$$\log p = A - B (T_s/T) \quad (1)$$

dargestellt.

Für dies Beispiel ist mit Absicht Hg gewählt, da es sich hierbei um einen Stoff handelt, der als Eich- und Standardsubstanz hinsichtlich seiner thermischen Eigenschaften gut bekannt ist. Es gibt auch keinen anderen Stoff, der über mehr als 10 Größenordnungen des Sättigungsdruckes so genau wie Hg die Beziehung (1) befolgt. Dies Verhalten hat zweifellos seinen Grund darin, daß die Größen A und B im ganzen Bereich praktisch temperaturunabhängig sind und insbeson-

Im Siedepunkt beträgt nun $\log p$ definitionsgemäß 0. Kennt man von einer Substanz also den Siedepunkt, so braucht man nur auf dem durch den Punkt $T = T_s$ und $\log p = 0$ gehenden Leitstrahl in das gesuchte Gebiet zu extrapolieren, um das gesuchte Wertepaar T_x, p_y zu finden [3]). Durch Einführung der Bezugstemperatur T_s/T , der einen Bestimmungsgröße, fallen die beiden Konstanten A und B zu einer einzigen, der zweiten Bestimmungsgröße, zusammen. Alle Dampfdruckgeraden müssen sich nun aber im Punkt $\log p_{[Atm]} = 0$ und $T_s/T = 1$ schneiden. Damit geht Gl. (1) über in

$$\log p_{[Atm]} = A - A (T_s/T). \quad (1a)$$

A hat im Falle des Hg und einiger anderer Substanzen den Zahlenwert etwa 5 (genau 4,95). Für diese Stoffe gilt die Zahlengleichung

$$\log p_{[Atm]} = 5 - 5 (T_s/T). \quad (1b)$$

Rechnet man p in Torr, so ändert sich Gl. (1b) in:

$$\log p_{[Torr]} = 7,9 - 5 (T_s/T). \quad (1c)$$

Im folgenden wird p stets in Atm. gemessen.

Schon in der Form der Gl. (1b) bzw. (1c) läßt sich der Dampfdruck vieler Substanzen über weite Temperaturbereiche durch diese allgemeingültige Gerade darstellen. Wie später gezeigt wird, gilt Gl. (1b) für alle Stoffe, deren Verdampfungsentropie weitgehend temperaturunabhängig und von der Größe 22–23 cal. ist. In Abb. 3 ist die Gerade nach Gl. (1b) eingezeichnet. Die aus bekannten Tabellenwerken entnommenen experimentellen Werte für eine willkürlich zusammengestellte Anzahl verschiedener Substanzen (+ Punkte) werden von dieser Geraden mit leidlicher Genauigkeit erfaßt.

Unter Berücksichtigung der in Abb. 1 mitgeteilten Ausnahmen und der in Abb. 3 enthaltenen Unstimmigkeiten muß man nun die Größe A durch ein Zusatzglied b erweitern, um die Anwendbarkeit der Gl. (1) zu verallgemeinern:

$$\log p = (A + b) (1 - T_s/T) = A^* (1 - T_s/T). \quad (2)$$

Diese Gleichung stellt eine für jede Substanz charakteristische Dampfdruckgerade dar. Um aber für alle Stoffe eine gemeinsame, allgemeingültige Gerade zu erhalten, muß man die Korrekturgröße an der unabhängig Veränderlichen T_s/T anbringen. Sie ist der Differenz zwischen $T_s/T = x$ und $T_s/T = 1$ proportional und hat die Form

$$k = a (T_s/T - 1) = a \frac{T_s - T}{T}. \quad (3)$$

Diese Korrektur in Gl. (1) eingeführt ergibt

$$\begin{aligned} \log p &= A - A (T_s/T + k) \\ &= A - A \left(\frac{T_s}{T} + \frac{a(T_s - T)}{T} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Da bei den meisten Stoffen die A -Konstante etwas über 5 liegt, und um der Größe a möglichst einheitliches Vorzeichen zu geben, soll an Stelle des Quecksilbers eine gedachte ideale „Vergleichssubstanz“ zu Grunde gelegt werden, deren A -Konstante 6,0 beträgt, so daß Gl. (4) lautet

$$\log p = 6,0 - 6,0 [T_s/T + a (T_s/T - 1)].$$

Der Zusammenhang zwischen der Größe b in Gl. (2) und der Größe a in Gl. (4) ist der folgende:

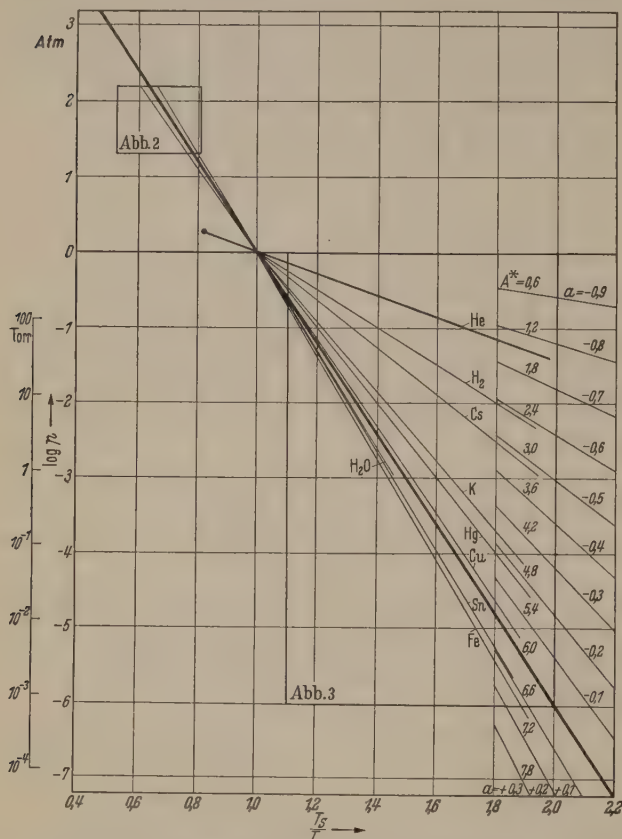


Abb. 1. $\log p$ in Abhängigkeit von der relativen Temperatur T_s/T für verschiedene (anorgan.) Stoffe und für die ideale Vergleichssubstanz (ausgezogene, dicke Linie mit dem Parameter $A^* = 6,0$). Erklärung der Parameter A^* und a nach Gl. (2) und Gl. (4) im Text.

dere Umwandlungen, wie Dissoziationen oder Assoziationen, weder in der flüssigen noch in der dampfförmigen Phase vorkommen. Man könnte daher Hg als „Normalsubstanz“ betrachten und die Dampfdrucke anderer Stoffe hierauf beziehen.

Trägt man nun den Dampfdruck für verschiedene andere Stoffe in ein gleiches Diagramm nach Gl. (1) ein, so erhält man auch für diese Stoffe eine praktische geradlinige Abhängigkeit zwischen $\log p$ und T_s/T . Sie haben aber individuelle A - und B -Werte (vgl. Abb. 1). Sie stehen mit den Konstanten der bekannten AUGUSTSchen Formel $\log p = M - N/T$ in bestimmtem Zahlenverhältnis, wie ja auch beide Gleichungen sehr große Ähnlichkeit aufweisen: Beide stellen mit Hilfe zweier Konstanten eine Beziehung zwischen $\log p$ und $\frac{1}{T}$ dar. Da die Konstante M als allgemeine Konstante angesehen werden kann, läßt sich ein für alle Stoffe gültiges Diagramm für $\log p$ in Abhängigkeit von $1/T$ mit dem Parameter N zeichnen.

Aus Gl. (2) folgt:

$$\log p = A + b - \frac{AT_s}{T} - \frac{bT_s}{T} \\ = A - A \left[\frac{T_s}{T} + \frac{b}{A} \left(\frac{T_s - T}{T} \right) \right].$$

Eine Gegenüberstellung der Gl. (4) hiermit ergibt

$$a = b/A = b/6. \quad (5)$$

Gl. (2) bzw. (4) haben vorerst nur Wert als Interpolationsformeln, da man die Größen a oder b aus einer Dampfdruckmessung ableiten muß. Man kann sie aber zur Aufstellung eines Diagramms ähnlich wie G. M. SCHWAB [3] verwenden, in dem mit $A = 6$ und den Parametern A^* bzw. a in Abhängigkeit von T_s/T $\log p$ dargestellt ist. Dies Diagramm ist in Abb. 1 dargestellt. Zieht man von einem beliebigen Punkt mit dem gegebenen Wertepaar $T_s/T = x$ und $\log p = y$ eine Gerade durch den Schnittpunkt $T_s/T = 1,0$ und $\log p = 0$, so erhält man die für den betreffenden Stoff gültige Dampfdruckgerade. Die zahlenmäßige Kenntnis von A^* oder a , obwohl in Abb. 1 angegeben, ist natürlich ebenso wenig erforderlich, wie in der SCHWABSchen Darstellung die der Größe N .

Um die Größen A^* bzw. a mit anderen kalorischen Konstanten in Beziehung bringen und berechnen zu können, vergleicht man Gl. (1) mit der einfachsten Form der integrierten CLAUSIUS-CLAPEYRONschen Gleichung

$$\log p = A - B \frac{T_s}{T} = \frac{S}{2,3 R} - \frac{L}{2,3 R}. \quad (6)$$

Hierin bedeutet S die (temperaturunabhängig angenommene) Entropie, z. B. beim Siedepunkt (also die TROUTON-PICTET-Konstante), L die Verdampfungswärme beim Siedepunkt und R die allgemeine Gaskonstante. So beträgt bei Hg die Verdampfungswärme im Siedepunkt (630° K) 14 200 cal/Mol. Mit diesen Werten errechnet man für $\frac{S}{2,3 R}$ einen Zahlenwert von 4,95, der mit der rein algebraisch ermittelten Konstanten der Gl. (1a) in bester Übereinstimmung steht. Nach Gl. (6) gilt nun für das zweite Glied

$$(B) \frac{T_s}{T} = \left(\frac{1}{2,3 R} \cdot \frac{L_s}{T_s} \right) \cdot \frac{T_s}{T}.$$

Auch das zweite Glied enthält also die Siedepunktentropie, wie Gl. (1a) verlangt, wenn sie im ersten Glied enthalten ist. Da nach Gl. (2) $b = A^* - A$ und nach Gl. (5) $a = b/A$ ist, ergibt sich für $a = \frac{A^* - A}{A}$.

Die Korrekturgröße a ist also aus der Differenz der Siedepunktentropie des Versuchskörpers gegen die

des idealen Vergleichskörpers und Division dieser Entropiedifferenz mit der des idealen Vergleichskörpers zu ermitteln. Es gilt:

$$a_x = \frac{\frac{L_x}{T_x} - \frac{L_{st}}{T_{st}}}{\frac{L_{st}}{T_{st}}} = \frac{S_x}{S_{st}} - 1. \quad (7)$$

Die Größen der Versuchssubstanz tragen in dieser Gleichung den Index x , die des idealen Vergleichskörpers den Index st . L und S haben die in Gl. (6) angegebene Bedeutung.

In Abb. 1 ist im $\log p / \frac{T_s}{T}$ Diagramm eine Schar Leitlinien mit $a = -0,9$ bis $+0,3$ dargestellt. Die

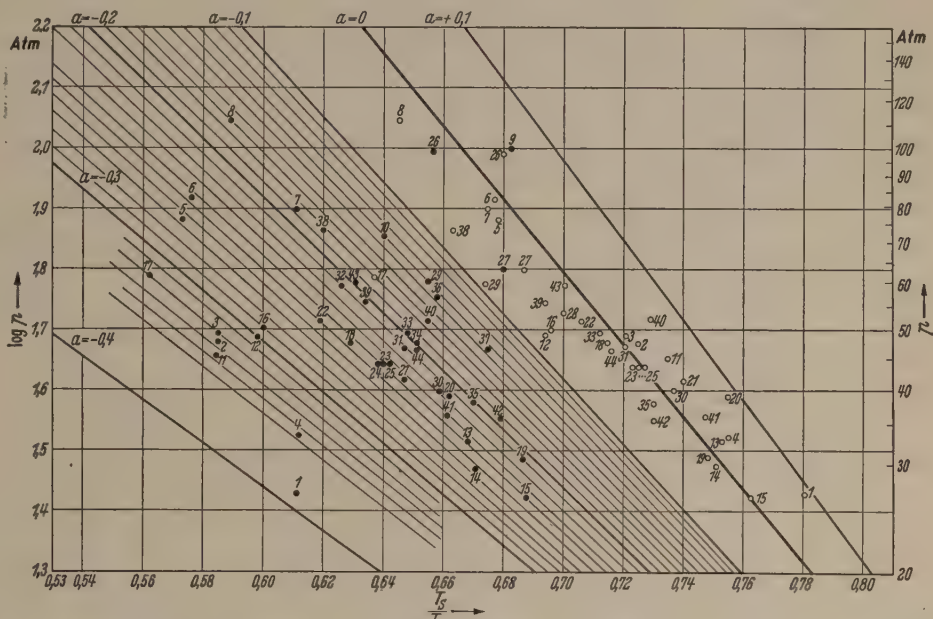


Abb. 2. Kritisches Diagramm mit $\log p - T_s/T$ Diagramm mit eingezeichnetem Parameter a nach Gl. (4). Ausgefüllte Punkte ● sind experimentell bestimmt, offene Punkte ○ nach Gl. (7) und Gl. (4) gerechnet.

1 Ne; 2 Ar; 3 O₂; 4 N₂; 5 Cl; 6 HCl; 7 SO₂; 8 NH₃; 9 N₂O₄; 10 CO₂; 11 Methan; 12 Äthan; 13 Pentan; 14 Hexan; 15 Heptan; 16 Äthylen; 17 Acetylen; 18 Benzol; 19 Diphenyl; 20 Naphthalin; 21 Toluol; 22 Äthylchlorid; 23 Chlorbenzol; 24 Brombenzol; 25 Jodbenzol; 26 Methanol; 27 Äthanol; 28 Propylalkohol; 29 Phenol; 30 Diäthyläther; 31 Aceton; 32 Ameisensäuremethylester; 33 Ameisensäureäthylester; 34 Essigsäuremethylester; 35 Essigsäureäthylester; 36 Essigsäure; 37 Propionsäure; 38 Methylamin; 39 Äthylamin; 40 Anilin; 41 Diäthylamin; 42 Dimethylanilin; 43 Pyridin; 44 Acetonitril.

Gerade für den idealen Vergleichskörper ($a = 0,0$) ist stark ausgezogen. Alle auf diesen Leitlinien verlaufenden Dampfdruckgeraden enden bei Werten $T_s/T < 1$ im kritischen Punkt. Im Bereich niedriger Temperatur bzw. kleinster Drucke haben sie theoretisch keine Begrenzung, praktisch enden sie jedoch bei den gerade noch meßbaren Drucken. Diese methodische Grenze liegt im äußersten Falle bei etwa 10^{-8} bis 10^{-10} Atm, bzw. Temperaturwerten von $T_s/T = 2,5$ bis 3,0. In Abb. 1 wird an einer Anzahl von Stoffen gezeigt, daß man ohne die Korrekturkonstante a auch in der Nähe des Siedepunktes keine allgemeingültige Dampfdruckgerade konstruieren kann. Zur Wiedergabe weiterer Einzelheiten sind die in Abb. 1 eingezeichneten Bildausschnitte in Abb. 2 und 3 vergrößert dargestellt. Abb. 2 zeigt für 44 verschiedene, willkürlich zusammengestellte Stoffe das Gebiet der kritischen Drucke. Die ausgefüllten Punkte (●) sind experimentelle Meßpunkte und sind bekannten Tabellenwerken entnommen. Die miteingezeichnete Geradenschar ist unter Berücksichtigung des Para-

meters $a = +0,1$ bis $-0,4$ berechnet. Sie gestattet die graphische Bestimmung der Konstante a für jede eingezeichnete Substanz. Den gleichen Zahlenwert erhält man natürlich auch durch Rechnung aus Gl. (4) nach

$$a = \frac{T(6 - \log p)}{6(T_s - T)} - \frac{T_s}{T_s - T} \quad (8)$$

In der Tabelle sind in Spalte 5 unter „ a_{krit} gemessen“ für viele Stoffe derartige Werte zusammengestellt. Würde man mit diesen Werten in Gl. (4) gehen, so würde man natürlich alle Meßpunkte auf der all-

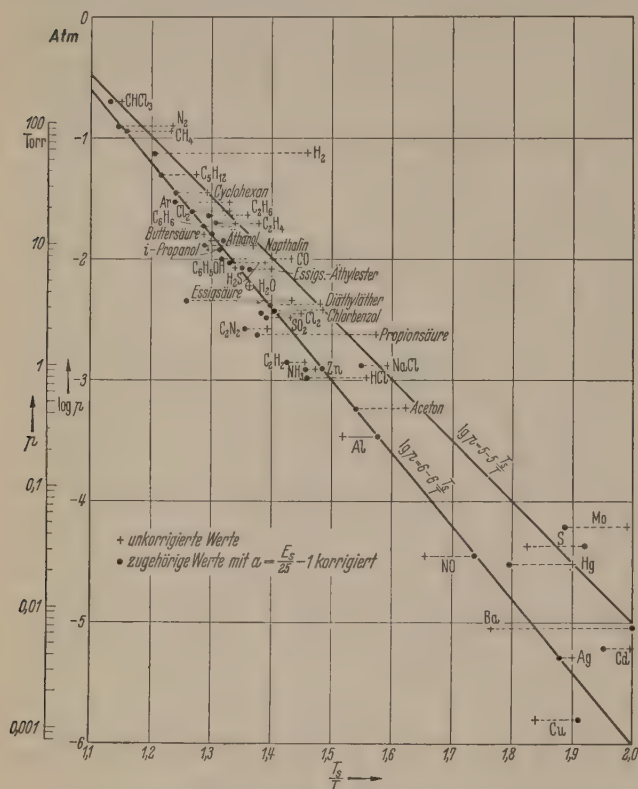


Abb. 3. Dampfdruck-Temperaturkurven im Diagramm $\log p$ gegen T_s/T unterhalb des Siedepunktes verschiedener, vorwiegend organ. Stoffe und zwei ausgezogene Dampfdruckgeraden nach Gl. $\log p = 6 - 6(T_s/T)$ und $\log p = 5 - 5(T_s/T)$.

gemeingültigen Geraden finden, vorausgesetzt, daß die Abszisse nicht die Werte T_s/T sondern die „korrigierten“ Temperaturen $T_s/T + a(T_s/T - 1)$ darstellt. Die Zahlenwerte bleiben dadurch weiterhin dimensionslos. In Abb. 2 sind nach diesem Verfahren mit den nun aber nach Gl. (7) errechneten a -Konstanten die gleichen Stoffe eingesetzt und ergeben die offenen Punkte (\circ). In der Tabelle sind die so errechneten Zahlenwerte unter „ $a_{krit} = (S_s/27) - 1$ “ aufgeführt. Die Übereinstimmung ist im Hinblick auf die unterschiedliche Zuverlässigkeit des Zahlenmaterials für die Verdampfungswärme besonders im Rahmen eines Näherungsverfahrens als ausreichend anzusehen. Lediglich die organischen Säuren, wie Essigsäure usw. scheinen deutlich eine Ausnahme zu machen.

In Abb. 3 sind für das Gebiet niederer Drücke für eine Reihe von ebenfalls willkürlich zusammengestellten Stoffe die experimentellen Meßpunkte und die mit der aus der Verdampfungsentropie gerechneten Werte eingetragen. Die graphisch ermittelten a -Konstanten und die errechneten sind in der Tabelle Spalte 7 u. 8 enthalten.

Bisher ist die stillschweigende Voraussetzung gemacht, daß die Entropiegrößen temperaturunabhängig sind. Das trifft in der Praxis meist nicht zu. Um diese Temp.-Abhängigkeit in der Übersichtsformel zu berücksichtigen, müßte man mit den Entropiewerten bei der jeweiligen Versuchstemperatur rechnen. Die hierfür notwendige Berechnung der Gesamtwärmeinhalte erfordert aber sehr genaue und umfangreiche Messungen der spez. Wärmen. Durch ihre Berücksichtigung verliert aber Gl. (4) den Charakter einer Übersichtsformel und damit ihre Existenzberechtigung. Man nimmt daher einfacher für die gedachte Vergleichssubstanz eine durchschnittliche Temperaturabhängigkeit der Entropie an, etwa derart, daß sie beim kritischen Punkt mit dem Zahlen-

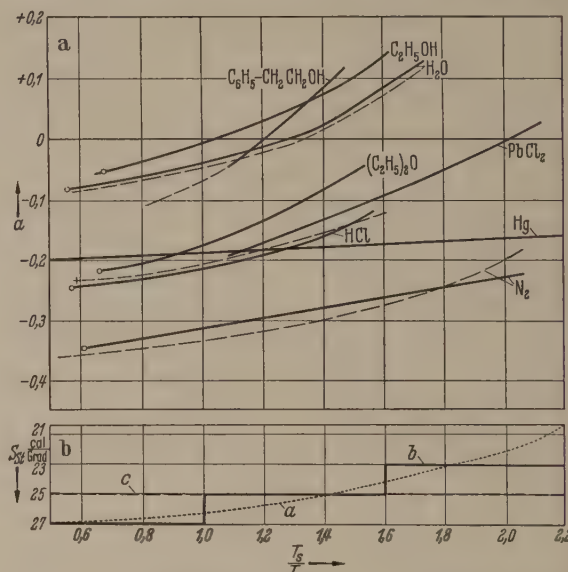


Abb. 4a. Korrekturgröße a nach Gl. (8) für verschiedene Substanzen abhängig von der relativen Temperatur T_s/T .

Abb. 4b. (Angenommene) Verdampfungsentropie des idealen Vergleichskörpers abhängig von der relativen Temperatur T_s/T . (Kurve a.) Kurve b vereinfachte Entropiekurve für alle Nichtmetalle und c für Metalle.

wert 27 angesetzt wird, der mit steigendem Temp.-Quotient T_s/T auf 21 abfällt. Hieraus erklärt sich die in den Spalten 4 und 7 der Tabelle mitgeteilte Differenz in den Berechnungsformeln.

In Abb. 4a sind für einige Substanzen die a -Werte, die nach Gl. (8) berechnet wurden, in Abhängigkeit von der relativen Temperatur T_s/T dargestellt. Nimmt man nun nach Abb. 4b eine Temperaturabhängigkeit der Verdampfungsentropie der Vergleichssubstanz an (Kurve a) und legt diese Werte der Berechnung von a nach Gl. (7) zu Grunde, so erhält man beispielsweise für Wasser, Diäthyläther und Stickstoff die gestrichelten Kurven in Abb. 4a. Für viele Stoffe besonders für organische und anorganische Stoffe mit Ausnahme der Metalle genügt die treppenförmige Kurve b in Abb. 4b, für Metalle sogar Kurve c, die als temperaturunabhängige Konstante angenommen ist.

Erleidet eine Substanz im Anwendungsbereich der Gl. (4) eine Aggregatzustandsänderung oder eine Umwandlung, die mit größeren Wärmeänderungen verbunden ist, so ändert die Dampfdruckgerade in diesen Punkten ihre Richtung, so daß Extrapolationen weit über derartige Punkte hinaus unzulässig sind. Man müßte Gl. (4) abermals mit einer weiteren Korrektur-

größe versehen, etwa in der Art

$$\log p = 6 - 6 \left[\frac{T_s}{T} + a \left(\frac{T_s}{T} - 1 \right) + g \left(\frac{T_e}{T} - 1 \right) \right]. \quad (9)$$

Hierin bedeutet T_e die Schmelztemperatur in °K und g einen zu a analogen Ausdruck der Schmelzentropien: $g_x = S_x/S_{st} - 1$, wobei jetzt mit S die Schmelzentropie von Versuchs- und Vergleichssubstanz gemeint ist. Da aber für die Schmelzentropie im Gegensatz zur Siedentropie kein allgemeingültiger Zahlenwert besteht, ist g_x nicht berechenbar. Gl. (9) soll daher nicht weiter verfolgt werden.

Obwohl sich eine große Anzahl sonst außerordentlich verschiedenartiger Substanzen, wie z. B. H_2 , Al, Aceton, Pyridin usw. mit der gleichen Sicherheit nach

Gl. (4) beschreiben lassen, gibt es aber auch Stoffe, die erhebliche Abweichungen zeigen, wie beispielsweise organische Säuren, Schwefel, einige Stickoxyde u. a. Abgesehen von der Unsicherheit gewisser experimenteller Zahlenwerte in den Dampfdrucktabellen, dürfte für diese „abnormalen“ Substanzen der Grund der Abweichungen in der Unsicherheit der Molekulargröße liegen. Es kann bei eintretenden Assoziationen in der Dampfphase oder gar bei Molekülzerfall natürlich keine konstante molare Verdampfungswärme angegeben werden. Man muß die molare Verdampfungswärme daher nicht auf ein Mol fester oder flüssiger zu verdampfender Substanz, sondern auf $6 \cdot 10^{23}$ Moleküle Dampf bzw. auf die bei 1 Atm in 22,4 l enthaltene Stoffmenge beziehen. Wieweit die umgekehrte Aussage über den Assoziationsgrad des

Siedepunktsentropie L_s/T_s , sowie gerechnete und gemessene Werte für die Korrekturgröße a bei den relativen Temperaturen T_s/T_{krit} und T_s/T .

a) Elemente und anorganische Stoffe.

Stoff	L_s/T_s	T_s/T_{krit}	$a_{krit}=(S_x/27)-1$	a_{krit} gemessen	T_s/T	$(S_x/25)-1$	$a_{vak.}$ gemessen
Ag	24,76		−0,082		1,900	−0,010	−0,012
Al	27,40		+0,014		1,520	+0,11	+0,10
Ar	17,85	0,585	−0,338	−0,326	1,333	−0,285	−0,220
Ba	18,66		−0,307		1,965	−0,25	−0,100
Cd	24,05		−0,109		2,10	−0,038	−0,100
Cl ₂	20,42	0,573	−0,244	−0,270	{ 1,475	−0,145	−0,130 }
					{ 1,33	−0,180	−0,180 }
Cu	27,0		0,0		1,838	+0,08	+0,16
Fe	28,2		+0,045		2,00	+0,120	+0,08
H ₂	11,07	0,612	−0,590	−0,520	1,46	−0,558	−0,590
He	5,33	0,810	−0,8025	−0,76	2,09	−0,78	−0,76
Mo	22,4		−0,172		1,985	−0,102	−0,280
N ₂	17,24	0,612	−0,362	−0,345	1,227	−0,31	−0,30
Pt	22,95		−0,150		2,12	−0,085	−0,11
S	27,9	0,545	+0,033		1,825	+0,115	−0,15
Zn	23,87		−0,115		1,48	−0,045	−0,005
H ₂ O	25,10	0,577	−0,070	−0,080	1,365	0,0	−0,068
C ₂ N ₂	22,65	0,627	−0,160	−0,203	1,395	−0,095	−0,110
CO	18,0	0,613	−0,333	−0,338	1,435	−0,28	−0,25
HCl	20,51	0,576	−0,239	−0,245	1,558	−0,180	−0,135
H ₂ S	21,21	0,570	−0,215	−0,240	1,39	−0,150	−0,128
NH ₃	23,5	0,589	−0,136	−0,170	1,473	−0,060	+0,005
SO ₂	22,65	0,611	−0,160	−0,188	1,435	−0,093	−0,10
NaCl	23,22		−0,139		1,595	−0,075	−0,190
NO	27,15	0,676	+0,006	−0,060	1,652	+0,088	+0,148

b) Organische Stoffe.

Methan	17,14	0,585	−0,362	−0,33	1,232	−0,310	−0,309
Äthan	20,58	0,598	−0,238	−0,30	1,360	−0,175	−0,26
Pentan	19,85	0,668	−0,263	−0,238	1,273	−0,205	−0,195
Benzol	20,84	0,629	−0,229	−0,250	1,344	−0,168	−0,100
Naphthalin	19,5	0,662	−0,277	−0,215	1,37	−0,220	−0,150
Cyclohexan	20,72	0,6395	−0,232	−0,258	1,292	−0,173	−0,150
Äthylen	20,68	0,600	−0,234	−0,290	1,379	−0,175	−0,24
Acetylen	22,5	0,562	−0,168	−0,320	1,455	−0,10	+0,05
Chloroform	21,0	0,627	−0,220	−0,222	1,151	−0,16	−0,180
Chlorbenzol	21,55	0,6405	−0,168	−0,320	1,485	−0,140	−0,150
Aceton	21,3	0,6475	−0,210	−0,210	1,622	−0,148	−0,130
Diäthyläther	20,8	0,659	−0,230	−0,218	1,481	−0,168	−0,150
Essigsäureäthylester	22,08	0,670	−0,182	−0,200	1,395	−0,088	−0,150
Äthylalkohol	26,5	0,680	−0,02	−0,060	1,295	+0,06	+0,05
n-Propylalkohol	27,0	0,672	0,0	−0,04	1,288	+0,08	+0,095
Phenol	25,4	0,655	−0,05	−0,140	1,315	+0,015	0,0
Dimetylanilin	22,7	0,679	−0,158	−0,190	1,345	−0,068	−0,080
Essigsäure	14,88	0,658	−0,448	−0,145	1,433	−0,405	−0,09
Propionsäure	16,38	0,718	−0,393	−0,145	1,575	−0,345	−0,230
Pyridin	21,83	0,630	−0,190	−0,200	1,535	−0,128	−0,10
n-Butylalkohol	26,9	0,696	−0,005	−0,07	1,324	+0,055	+0,120
n-Buttersäure	27,75	0,695	−0,120		1,308	−0,05	0,0
Diphenyl	21,7	0,687	−0,198	−0,210	1,248	−0,06	−0,06
l-Campher					1,765		−0,110
Caprinsäure	27,05				1,384	+0,088	+0,380
Anthracen					1,672		+0,04
Benzophenon	(27,2)				1,08	+0,09	+0,08

Dampfes aus den Zusammenhängen der Gl. (4) zulässig ist, muß noch geklärt werden.

Zum Schluß seien noch einige Rechenbeispiele ausgeführt, die darlegen mögen, wie die mitgeteilten Gleichungen zur überschlägigen Berechnung korrespondierender Wärmegrößen verwendet werden können.

Beispiel 1: Gesucht ist der Sättigungsdruck von Wasser bei $T = 150^\circ \text{C} = 423^\circ \text{K}$; Gegeben ist $T_s = 373^\circ \text{K}$; $L_s/T_s = 26,10$; ($\alpha = -0,035$).

$$\log p = 6 - 6 \left[\frac{373}{423} + (-0,035) \cdot (-0,12) \right] = 0,696;$$

$p = 4,96 \text{ Atm}$, gemessen wurden $4,7 \text{ Atm}$.

Beispiel 2: Bei welcher Temperatur hat Quecksilber einen Sättigungsdruck von $1 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$? Gegeben ist $T_s = 630^\circ \text{K}$; $L_s/T_s = 22,54$; ($\alpha = -0,0984$)

$$T = 6 T_s \left(\frac{1 + \alpha}{6 - \log p + 6\alpha} \right) \\ = 6 \cdot 630 \left(\frac{0,9016}{6 + 5,88 - 0,59} \right) = 300^\circ \text{K};$$

gemessen wurde 290°K .

Beispiel 3: Die molare Verdampfungswärme L von SO_2 ist aus den kritischen Daten abzuschätzen. Gegeben ist $T_{\text{krit}} = 430,5^\circ \text{K}$; $p_{\text{krit}} = 77,7 \text{ Atm}$; $T_s = 263^\circ \text{K}$. Aus Gl. (7) u. (8) folgt:

$$L = S_{st} \cdot T_s \left[\frac{T_{\text{krit}} (6 - \log p_{\text{krit}})}{6 (T_s - T)} - \frac{T_s}{T_s - T} + 1 \right] \\ = 27 \, 263 \left[\frac{430,5 (6 - 1,89)}{6 (263 - 430,5)} - \frac{263}{(263 - 430,5)} + 1 \right] \\ = 5780 \text{ cal}; \text{ gemessen wurde } 5900 \text{ cal}.$$

Nach Beispiel 1 läßt sich auch der kritische Druck bestimmen, wenn für T die kritische Temperatur eingesetzt wird. Sinngemäß errechnet sich nach Beispiel 2 die kritische Temperatur.

Zusammenfassung.

Bei Einführung einer relativen Temperaturskala T_s/T , wobei T_s die normale Siedetemperatur und T

die Versuchstemperatur in $^\circ \text{K}$ bedeuten, kann man unter Annahme einer allgemein gültigen Idealsubstanz die empirische Dampfdruckformel

$$\log p_{[\text{Atm}]} = 6 - 6 \left[\frac{T_s}{T} + \alpha \left(\frac{T_s}{T} - 1 \right) \right]$$

aufstellen. Durch Vergleich mit der CLAUSIUS-CLAPEYRONschen Dampfdruckgleichung läßt sich für beliebige Stoffe die Größe α aus der Siedepunkt-entropie errechnen. Die empirische Gleichung ist als Näherungsformel von den kritischen Daten bis zu Temperaturen kurz unterhalb des Erstarrungspunktes verwendbar.

Die kritischen Werte der meisten Substanzen liegen im Bereich

$$\frac{T_s}{T_{\text{krit}}} = 0,66 \cdots 0,76.$$

Bei einer relativen Temperatur $T_s/T = 2$ haben fast alle Stoffe einen Dampfdruck von 10^{-3} Torr . Unter Einbeziehung der kritischen Temperatur und des kritischen Druckes als Zustandsgrößen ergibt sich auf Grund der empirischen Näherungsformel eine praktisch brauchbare Beziehung zwischen dem Dampfdruck p_{krit} , dem Siedepunkt T_s , der kritischen Temperatur p_{krit} und der Verdampfungswärme. Bei Substanzen, die sich nach der Näherungsformel nicht beschreiben lassen, ist vermutlich die Veränderung ihrer Molekulargröße der Grund für ihr abnormales Verhalten.

Literatur. [1] Siehe UHLICH, H.: Kurzes Lehrbuch der physikal. Chemie. Dresden u. Leipzig 1940. — [2] RAMSAY, W. and S. YOUNG: Phil. Mag. (5) 20, 515 (1885); 21, 33 u. 135 (1886); 22, 33 (1886); — Z. phys. Chem. 1, 249 (1887); s. auch W. NERNST: Theoret. Chemie. Stuttgart 1926, S. 70. — [3] SCHWAB, G. M.: Z. angew. Chem. 43, 155 (1930).

Dr. ERNST WALDSCHMIDT, Berlin-Siemensstadt, Quellweg 50.

Ein Zweistrahl-Spektralphotometer großer Dispersion.

VON WOLF-DIETRICH HAGENAH.

Mit 7 Textabbildungen.

(Eingegangen am 21. Dezember 1953.)

A. Einleitung.

Seit einer Reihe von Jahren werden Intensitätsmessungen bei spektroskopischen Untersuchungen in zunehmendem Maße direkt mit photoelektrischen Zellen oder mit thermischen Empfängern ausgeführt. Diese Methode gestattet eine Erhöhung der Meßgenauigkeit gegenüber der photographisch-photometrischen Intensitätsmessung, sofern eine Lichtquelle ausreichender zeitlicher Konstanz und Intensität zur Verfügung steht. Eine Anzahl von Veröffentlichungen, von denen hier nur einige aufgeführt werden sollen, befaßt sich mit solchen Geräten für direkte photoelektrische Intensitätsmessung im spektral zerlegten Licht [1—4]. Diese Geräte, die allgemein Spektralphotometer genannt werden, sind entweder ein Monochromator mit einem feststehenden photoelektrischen bzw. thermischen Empfänger hinter dem Austrittsspalt, oder ein Spektralapparat bzw. ein Konkavgitter, in dessen Fokalebene ein oder mehrere Spalte mit dahinterliegenden Empfängern angebracht sind. Zur Registrierung werden Spalte und Empfänger entlang der Fokalebene verschoben.

Wir haben in Kiel mit einem Konkavgitter¹ ein großes Spektralphotometer für den Wellenlängenbereich 2 000 bis 10 000 Å in der zweiten Ordnung aufgebaut. Von 2 000 bis 6 000 Å benutzen wir als Empfänger die Photoelektronenvervielfacher (SEV, Photomultiplier) IP 28, IP 21 und 931 A und z. Zt. von 6 000 bis 10 000 Å Photozellen. Das Gerät stimmt in den Grundzügen mit dem von G. H. DIEKE beschriebenen überein, ist jedoch mit einigen wesentlichen Verbesserungen versehen:

1. Das Gerät ist ein Zweistrahlgerät und ermöglicht es, gleichzeitig mit dem zu messenden Spektrum ein Intensitätsnormal oder ein Linienspektrum für genaue Wellenlängenmessungen zu registrieren.

2. Spalte und SEV bewegen sich auf kleinen Wagen am Spektrum entlang, für die zwei Fahrbahnen vorhanden sind, auf denen sich die Wagen gegenseitig nicht behindern, so daß wir durch einen SEV mit kleinem Vorschub die nähere Umgebung sowie die Mitte

¹ Herrn Prof. Dr. FLEISCHMANN sind wir für die freundliche Überlassung des Rowlandgitters zu größtem Dank verpflichtet.

ner Spektrallinie, gleichzeitig durch einen zweiten auf der anderen Fahrbahn mit großem Vorschub das angrenzende Kontinuum messen können.

3. Die Vorschubgeschwindigkeit der SEV kann während der Messung kontinuierlich im Verhältnis 1 : 40 geregelt werden, damit die zeitliche Änderung der Intensität $dI/dt = dI/d\lambda \cdot d\lambda/dt$ den durch die Zeitkonstante des Verstärkers zugelassenen Wert nicht übersteigt.

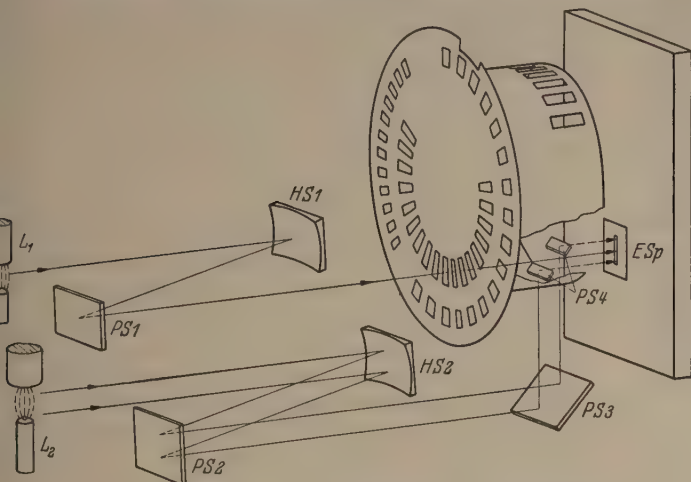


Abb. 1. Strahlengang vor dem Eintrittspalt mit Sektortrommel.

4. Spalte und SEV werden auf den Wagen automatisch so geschwenkt, daß sie trotz der Verschiebung der Wagen am Rowlandkreise entlang ständig auf das Gitter gerichtet bleiben.

5. Logarithmische Verstärker erlauben, Intensitätsverhältnisse bis herauf zu einigen 10^4 mit etwa 1% Genauigkeit zu messen.

6. Das Gerät arbeitet weitgehend automatisch, läßt sich bezüglich der zu messenden Spektralbereiche schnell umstellen und hat infolge der sehr gut stabilisierten Speisespannungen eine gute zeitliche Konstanz der Anzeige.

B. Mechanischer Aufbau und Strahlengang.

Die zu messende Lichtquelle L1 und die Vergleichslichtquelle L2 werden abwechselnd auf den Eintrittspalt ESp abgebildet, wie die Abb. 1 zeigt. Das Licht von L1 fällt über den Hohlspiegel HS1 und den Planspiegel PS1 durch den Lochkranz A in der Sektortrommel auf den Eintrittspalt. Der Lochkranz A erstreckt sich über 225° der Sektortrommel und unterbricht das Licht durch seine Stege so, daß der Eintrittspalt von der Lichtquelle L1 mit Wechsellicht der Frequenz 810 Hz beleuchtet wird. Der Hohlspiegel HS2 bildet die Lichtquelle L2 über die Planspiegel PS2, 3 und 4 auf den Eintrittspalt ab, wenn L1 durch den vollen Teil des Lochkranzes A abgedeckt wird und der Lochkranz B die Abbildung auf den Eintrittspalt freigibt. Der Lochkranz B unterbricht das Licht von L2 mit 1300 Hz. Der Eintrittspalt wird also bei jeder Umdrehung der Sektortrommel zunächst von L1 und dann von L2 mit Wechsellicht der oben angegebenen Frequenzen beleuchtet; die Trommel macht 28 Umdrehungen je Sekunde. Die Lochkränze C und D sind

für die Erzeugung von Hilfsspannungen vorhanden, deren Zweck bei der Erläuterung des elektrischen Blockschaltbildes näher beschrieben werden soll.

Der Grundriß der Paschenaufstellung ist in der Abb. 2 skizziert. Vom Eintrittspalt aus fällt das Licht auf das Gitter, das auf dem ROWLANDKREISE abwechselnd die Spektren der beiden Lichtquellen L1 und L2 erzeugt. Spalte blenden hier aus den Spektren

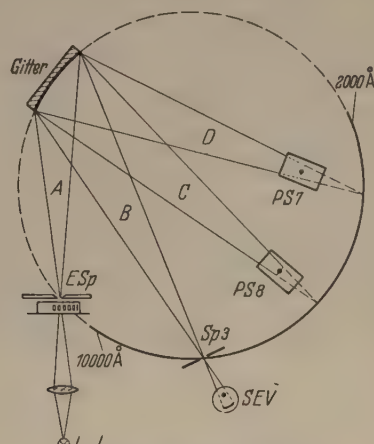


Abb. 2. Paschen-Aufstellung.

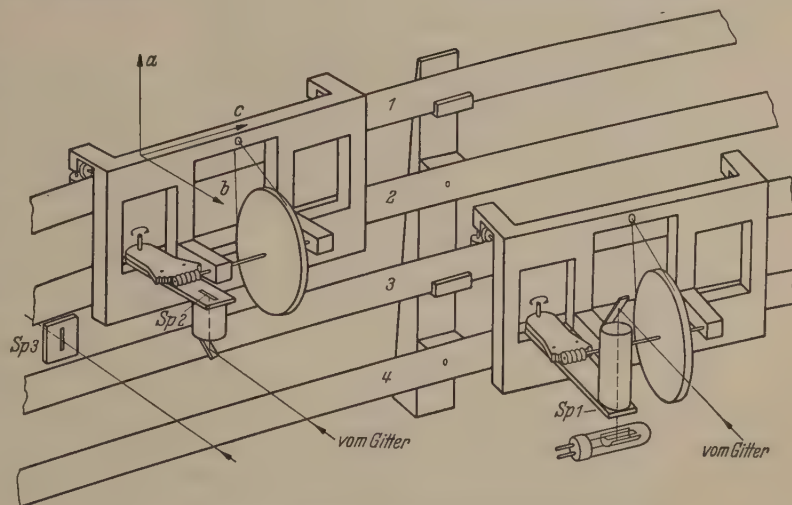


Abb. 3. Wagen mit Austrittsspalten und SEV bzw. Photozellen.

kleine Wellenlängenbereiche $\Delta\lambda$ aus und lassen das Licht auf die Photokathoden der hinter den Spalten stehenden SEV fallen. Ihr Ausgangsstrom ist der auf die Kathode fallenden Lichtleistung proportional und entspricht damit abwechselnd den Intensitäten der Spektren von L1 und L2.

Für die Anbringung der Spalte sind drei Möglichkeiten vorgesehen (Abb. 2 und 3):

Feststehende Spalte (Spalt 3) werden direkt in der Fokalebene des Gitters angebracht.

Die beweglichen Spalte und SEV (Spalt 1 und 2) werden auf kleinen Wagen am Spektrum entlanggefahren. Für diese Wagen sind zwei Fahrbahnen vorhanden, die aus je zwei Schienen oberhalb und unterhalb der Fokalebene bestehen. Die Wagen haben außer den in der Abb. 3 sichtbaren Rollen, mit denen sie auf der oberen Schiene ihrer Fahrbahn laufen (Schiene 1 bzw. 3), je eine Rolle, die sich gegen die untere Schiene ihrer Bahn legt und dadurch den Wa-

gen in der vertikalen Lage hält. Jeder Wagen hat eine schwenkbare Bühne mit Drehachse in der Fokalebene, an deren gitterseitigem Ende ein schmaler 45° -Spiegel (Abb. 2, PS7 und PS8) angebracht ist. Diese Spiegel knicken kleine Stücke der Spektren nach unten oder

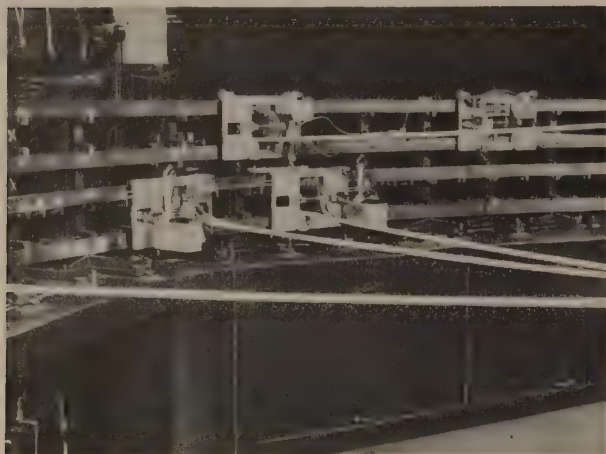


Abb. 4. Photographische Aufnahme der Schienen und Wagen.

nach oben um 90° ab, wo in den Schärfenebenen die Spalte mit den SEV bzw. Photozellen liegen (Spalt 1 und 2).

Die Bühnen der unteren Wagen sind länger als die der oberen, so daß die Wagen auf der einen Fahrbahn an denen der anderen vorbeifahren können, ohne sich mechanisch zu behindern. (Dabei deckt zwar der 45° -

die beiden SEV-Antriebsscheiben, andererseits die Registriertrommel für das 21 cm breite Registrierpapier¹. Auf den auswechselbaren Antriebsscheiben werden die Stahlseile bzw. -Bänder für den Vorschub der Wagen auf- und abgewickelt. Endlagenschalter begrenzen die Bewegung der Scheiben auf 5 Umdrehungen, so daß sich mit der maximalen Scheibengröße 240 mm \varnothing als größter Vorschub 4700 Å in der II. Ordnung ergibt.

Der maximale Vorschub für das Registrierpapier beträgt rund 40 m, durch Auswechseln zweier Zahnradpaare kann er bis zu 300 mm für eine Registrierung verringert werden. Papiervorschub und SEV-Antrieb sind durch Magnetkupplungen unabhängig von einander einschaltbar, um den Rücklauf der SEV ohne Rücklauf des Papiers zu ermöglichen. Andererseits ist hierdurch die Möglichkeit gegeben, mit ausgekuppeltem SEV-Antrieb und somit festgehaltener Wellenlänge zu messen und durch Verschiebung des Bildes der Lichtquelle auf dem Eintrittsspalt die räumliche Verteilung der Intensität in der Lichtquelle zu erhalten.

Die Polumschaltung des Motors und die Verstellung des stufenlosen Getriebes erfolgen durch Fernbedienung vom Schalttisch aus und ermöglichen es, die Vorschubgeschwindigkeit der SEV während einer Messung der jeweiligen Intensitätsänderung des Spektrums mit der Wellenlänge anzupassen.

C. Blockschaltbild des elektrischen Teils.

Wie aus Abb. 5 hervorgeht, liefert ein SEV während einer Umdrehung der Sektortrommel nacheinander zwei Wechselspannungen. Die erste Spannung U_A rührt von dem Wechsellicht der Lichtquelle L1 her und hat demzufolge eine Frequenz von 810 Hz. Diese Spannung ist der Intensität des Spektrums von L1 bei der Wellenlänge proportional, an der sich der Spalt mit dem betrachteten SEV gerade befindet. Die zweite Spannung U_B hat 1300 Hz und ist der Intensität von L2 bei praktisch der gleichen Wellenlänge proportional. Diese beiden Spannungen laufen über das Relais 1 zum Relais 2, das synchron mit der Sektortrommel umgeschaltet wird. Dadurch gelangt die Spannung U_A auf den Eingang des Hauptverstärkers A und die von L2 hervorgerufene Spannung U_B auf den des Hauptverstärkers B.

An den Ausgang jedes Verstärkers sind ein Registriergalvanometer und ein Kontrollinstrument angeschlossen, um die Intensitäten von L1 und L2 zu registrieren und anzuzeigen.

Die synchrone Umschaltung der Relais 2 (*Trls* 63 a) erfolgt durch den Impulsgeber, an dessen Eingang zwei Photozellen liegen. Sie sind hinter der Sektortrommel angebracht und erhalten Licht durch den Ausschnitt D im Rand der Sektortrommel. Jede Zelle gibt einen Spannungsimpuls von etwa 2,5 msec. Dauer, deren einer zwischen dem Ende der Beleuchtung des Eintrittspaltes durch L1 und dem Anfang der Beleuchtung durch L2 liegt, während die andere Zelle einen Impuls gibt, der entsprechend zwischen L2 und L1 liegt.

¹ Wir möchten der Fa. ROLAND RISSE für ihr freundliches Eingehen auf unsere Wünsche bezüglich des Registrierpapiers unseren verbindlichen Dank sagen.

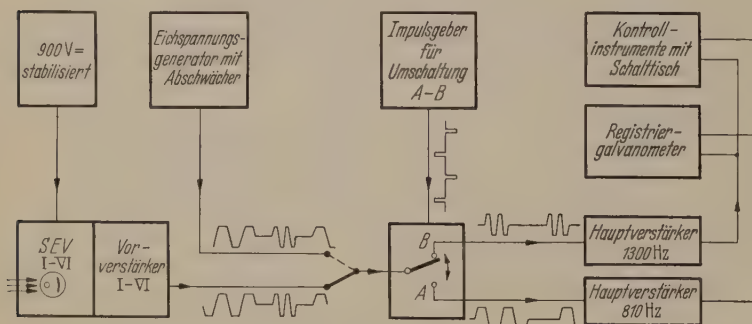


Abb. 5. Blockschaltbild des elektrischen Teils.

Spiegel eines unteren Wagens den eines oberen bzw. den Spalt eines feststehenden SEV ab, aber diese Störung ist gering, da die Spiegel nur 8 mm breit sind.) Die Bühnen werden durch den in der Abb. 3 angedeuteten Seiltrieb und die Schneckenübertragung mit der halben Winkelgeschwindigkeit gedreht, mit der sich die Wagen am Rowlandkreise entlangbewegen. Dadurch bleiben 45° -Spiegel, Spalte und SEV trotz der Bewegung eines Wagens auf das Gitter gerichtet. Der Vorschub der Wagen zur Registrierung des Spektrums erfolgt durch Stahlseil $20 \times 0,1$ oder durch Bandstahl $8 \times 0,1$, die in der Abb. 3 der Übersichtlichkeit wegen nicht eingezeichnet sind.

Die Anordnung der Träger und der Schienen 2 und 3 ist so vorgenommen, daß mit dem Gitter auch photographisch gearbeitet werden kann.

Der Vorschub der Wagen und des photographischen Registrierpapiers erfolgen von einem gemeinsamen Motor aus, der 1 : 2 polumschaltbar ist. Er treibt über ein stufenloses Getriebe, das 1 : 20 regelt, einerseits

Zur Kontrolle des Verstärkungsfaktors der Hauptverstärker können diese durch das Relais 1 mit dem Eichspannungsgenerator verbunden werden. Dieser Generator verstärkt die Spannung einer dritten an der Sektortrommel angebrachten Photozelle, die ihr Licht durch den Lochkranz *C* erhält und die ebenso wie die SEV zwei Spannungen mit den Frequenzen 810 und 1300 Hz erzeugt. Die verstärkte Spannung wird meßbar abgeschwächt und dient so zur Erzeugung von „Stufen“. Mit der Kontrolle des Verstärkungsfaktors ist eine Abstimmkontrolle der Hauptverstärker verbunden, die durch die Variation der beiden Meßfrequenzen um ± 5 bzw. ± 8 Hz erreicht wird.

Die Gleichspannung für die SEV (900 V) ist elektronisch stabilisiert und kann durch Vorwiderstände für die einzelnen SEV auf den jeweils gewünschten Wert herabgesetzt werden. Dieses Netzgerät, der Eichspannungsgenerator und die Verstärker erhalten ihre Stromversorgung von einem Umformeraggregat, das ebenfalls elektronisch stabilisiert ist und dadurch die Unabhängigkeit der Anlage von Netzspannungsschwankungen garantiert.

Die schmalbandigen Hauptverstärker machten es notwendig, den Motor der Sektortrommel mit frequenzstabilisierter Spannung zu betreiben, die in einem Stimmgabelsender mit Kraftverstärker für drei Phasen erzeugt wird.

D. Beschreibung einzelner Bauteile und Genauigkeiten. Auswahl des Spektralapparates.

Unser Gerät ist hauptsächlich für die Messungen von Übergangswahrscheinlichkeiten aufgebaut worden, und zwar sowohl für Messungen in Emission als auch in Absorption. Die Messungen in Emission machen es notwendig, die zu untersuchenden Linien gleichzeitig zu vermessen, auch wenn sie in voneinander weit entfernten Spektralgebieten liegen, da die Konzentration des zu untersuchenden Elementes in der emittierenden Lichtquelle nicht beliebig genau reproduzierbar ist. Die Absorptionsmessungen erfordern ein ausreichendes spektrales Auflösungsvermögen. Beide Forderungen scheinen uns am besten durch ein Konkavgitter in der Aufstellung nach Paschen erfüllt zu sein. Die praktisch konstante Dispersion ist bequem, der Astigmatismus bei einem Spektralphotometer von untergeordneter Bedeutung; denn während aus einer stigmatischen photographischen Aufnahme durch je eine Photometrierung quer und längs zum Spalt sowohl die spektrale als auch die räumliche Verteilung der Strahlung in einer Lichtquelle entnommen werden können, erfordert diese Aufgabe beim Spektralphotometer ohnehin zwei Registrierungen. Ein Nachteil des Astigmatismus bleibt allerdings: Die Spektrallinien sind länger als die Photokathode der SEV, dieser Intensitätsverlust kann jedoch durch Zylinderlinsen vermieden werden, wenn die durch ihn hervorgerufene etwa 30%ige Erhöhung des Rauschens nicht tragbar ist. Größere Schwierigkeiten bereitet auch die Überdeckung der einzelnen Ordnungen, die besonders im UV durch Filter nicht einwandfrei zu trennen sind. Das Problem läßt sich aber durch kleine Monochromatoren lösen, die zwischen Austrittsspalt und SEV angebracht werden und die unerwünschten Ordnungen herausfiltern. Das Auflösungsvermögen dieser z. Zt. noch in der Entwicklung befindlichen „Nachzerleger“ braucht nur etwa 1 000 Å zu sein,

wenn der durchzulassende Spektralbereich entsprechend der Stellung des SEV auf dem Rowlandkreise automatisch verstellt wird.

Justiergenauigkeit von Schienen und Wagen.

Die automatische Ausrichtung der Bühnen mit 45°-Spiegel, Spalten und SEV auf das Gitter hat zur Voraussetzung, daß die Schienen möglichst genau als Kreis justiert sind, da anderenfalls die Schwenkung der Bühnen fehlerhaft erfolgt. Also ist es erforderlich, Gitter und Eintrittsspalt so aufzustellen, daß die Fokalkurve im Rahmen der optischen Justiergenauigkeit ein Kreis wird. Das ließ sich in unserem Falle erreichen, nachdem die Gitternormale 16 Winkelminuten gegen den Durchmesser des ROWLANDkreises geschwenkt worden war. Die untere Fahrbahn haben wir möglichst genau justiert und erreicht, daß das Auflösungsvermögen des Spektralphotometers von 10 000 bis etwa 3 000 Å allein durch die optischen Eigenschaften des Gitters bestimmt wird, während es unterhalb 3 000 Å durch Fehler in der Bewegung der Wagen etwas beeinträchtigt wird.

Zur Beschreibung dieser Fehler benutzen wir das Koordinatensystem der Abb. 3, dessen Achse *b* auf den Mittelpunkt des ROWLANDkreises zeigt. Den Fehler in der Bewegung zerlegen wir in eine Translation und eine Rotation. Die Translation beeinträchtigt das Auflösungsvermögen und die Meßgenauigkeit der Intensität praktisch nicht, denn die radiale Verschiebung Δb ist kleiner als $\pm 0,05$ mm, also klein gegenüber der Tiefenschärfe, die Höhenverschiebung $\Delta a \leq 0,5$ mm je Meter Vorschub auf dem ROWLANDkreise ist ebenfalls zu klein, als daß sie die Meßgenauigkeit der Intensität durch Verschiebung des SEV-Spaltes längs einer Spektrallinie verschlechtern könnte.

Der Einfluß der Rotation läßt sich folgendermaßen leicht übersehen: Man beleuchte den SEV-Spalt und sehe vom Gitter her in den 45°-Spiegel. Er entwirft ein virtuelles Bild des SEV-Spaltes in der Verlängerung der Schwenkachse der Bühne (das Bild liegt in der Fokalebene!), so daß die Lage der Bühnenachse relativ zu den Spektrallinien die in Frage stehenden Fehler angibt.

Eine Verkipfung des Wagens um die Achse *a* bzw. eine ihr gleichwertige fehlerhafte Schwenkung der Bühne ergeben also keine Verschlechterung des Auflösungsvermögens, da die Schwenkachse hierbei ihre Lage in der Fokalebene nicht ändert. Eine Kippung des Wagens um die Achse *b* verkippt die Schwenkachse relativ zu den Spektrallinien und gibt Anlaß zu einer zusätzlichen Verbreiterung der Linien. Sie beträgt etwa 0,01 mm und ist somit von gleicher Größe wie die Breite des Beugungsbildes, das das Gitter von einem beliebig engen Eintrittsspalt bei monochromatischer Beleuchtung der Wellenlänge $\lambda = 2\,000$ Å erzeugt. Bei zunehmender Wellenlänge fällt diese zusätzliche Verbreiterung gegenüber der Breite des Beugungsbildes also immer weniger ins Gewicht. Eine Verkipfung des Wagens um die Achse *c* macht sich ebenfalls nur am kurzwelligen Ende des Spektrums bemerkbar, da diese Verbreiterung der Linien dem Sinus des Winkels zwischen der Achse *b* und der Bühne proportional ist. Außerdem verschiebt sich auf dem 45°-Spiegel durch die drei angegebenen Verkipfungen das Gebiet, das Licht in den Spalt reflektiert. Diese

keiten durch Verbreiterung der Linien und Verschiebung des Maximums, während die Gesamtintensität bei linearen Verstärkern nicht verfälscht wird. Dieser Fehler hängt von der effektiven Bandbreite ab, die bei unseren Verstärkern durch das im Ausgang liegende RC-Glied gegeben ist (Abb. 6). $E(t)$ ist die von der Diode erzeugte EMK, in R_1 sollen der Innenwiderstand des Endrohres und der Diode, in R_2 der der Meßinstrumente einbezogen sein.

Dann ergibt sich für die von den Instrumenten angezeigte Spannung am Kondensator U_c

$$\frac{dU_c}{dt} + \frac{1}{\tau} U_c = \frac{1}{\alpha} E(t) \quad (1)$$

$$\text{mit } \tau = R_2 C \frac{R_1}{R_1 + R_2}, \\ = R_1 C \text{ und } \frac{\tau}{\alpha} = \frac{R_2}{R_1 + R_2}.$$

Hieraus folgt für den Anzeigefehler ΔU_c

$$\Delta U_c = U_c - \frac{\tau}{\alpha} E(t) = \tau \cdot \frac{dU_c}{dt}. \quad (2)$$

Handelt es sich nicht darum, aus der gemessenen Linienform die Fehler nachträglich zu bestimmen bzw. zu korrigieren, sondern sie aus einer bekannten Linienform $E(t)$ zu berechnen, so kann man hierfür die einmal partiell integrierte Lösung der Gl. (1) benutzen

$$\Delta U_c = \left[A - \frac{\tau}{\alpha} E(0) \right] e^{-\frac{t}{\tau}} - \frac{\tau}{\alpha} e^{-\frac{t}{\tau}} \int_0^t \frac{dE}{dt} e^{\frac{t}{\tau}} dt. \quad (3)$$

Für einen speziellen Fall, nämlich für $\frac{dE}{dt} = \text{const.}$ läßt sich die Lösung der Gl. (3) geschlossen angeben

$$\Delta U_c = \left[A - \frac{\tau}{\alpha} E(0) \right] e^{-\frac{t}{\tau}} \mp \frac{\tau}{\alpha} \cdot \tau \cdot \frac{dE}{dt} \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right]. \quad (4)$$

Bei einer beliebigen Funktion $E(t)$ erhält man Fehler, die stückweise kleiner, stückweise größer sind als die, durch Gl. (4) angegebenen, so daß man für die Registrierung eines Linienflügels mit einer Genauigkeit von $a\%$ mindestens eine Zeit T in sec benötigt, die gegeben ist durch

$$T = 100 \cdot \tau / a. \quad (5)$$

E. Registrierkurven und Leistungsvermögen des Gerätes.

In der Abb. 7 sind einige Registrierkurven zusammen gestellt. Der obere Streifen *a* zeigt die Hg I-Linie 5460 Å; zu beiden Seiten der Linie sind die durch Gitterfehler verursachten Geister zu sehen. Die

Aufnahme wurde mit gleichzeitig zwei Quecksilberlampen gemacht, und zwar mit einer HQA 300 und mit einer wassergekühlten KROMAYERlampe. Die SEV-Spalte hatten eine Breite von 0,06 mm, der Eintrittsspalt war bei der Aufnahme *a* 0,4 mm (entsprechend 0,5 Å). Ein SEV hat die grüne Quecksilberlinie in der II. Ordnung registriert, die beiden zugehörigen Galvanometer IV (KROMAYERlampe) und V (HQA 300)

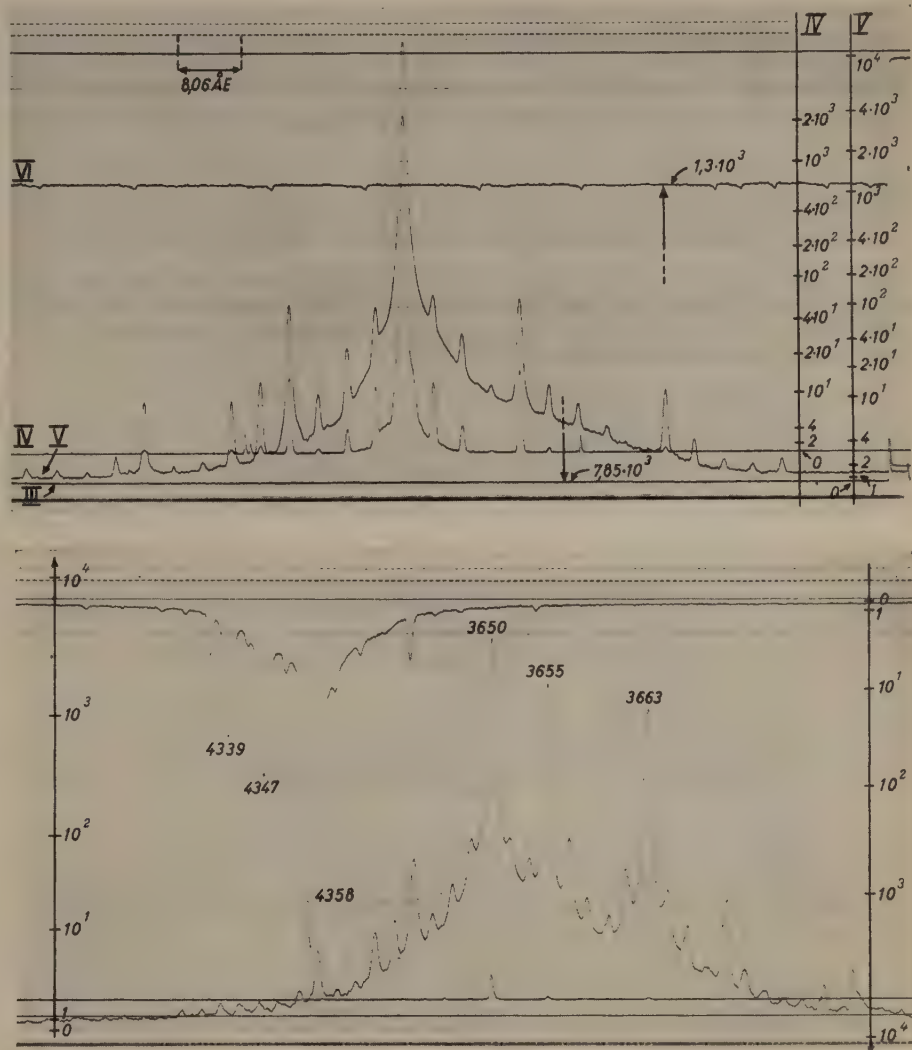


Abb. 7. Registrierstreifen. a: Hg I-Linie 5460 emittiert von Quecksilberlampe HQA 300 und KROMAYERlampe, SEV-Spalt, 0,06 mm, Eintrittsspalt 0,4 mm. b: Hg I-Linien 3650, 3655, 3663, 4358, 4347 und 4339, Spaltbreiten wie a. Stufenspannung der SEV bei allen Aufnahmen 82 Volt.

haben ihre Nullage am unteren Rande des Registrierstreifens; ein zweiter SEV war fest auf die Mitte der grünen Linie in der I. Ordnung eingestellt, so daß die Kurven III (HQA, Nullage am oberen Rande) und VI (KROMAYERlampe, Nullage am unteren Rande des Registrierstreifens) die Intensitäten der beiden Lampen als Funktion der Zeit wiedergeben. Beide SEV wurden mit 82 Volt je Stufe betrieben.

Der Registrierstreifen *b* zeigt die von einer HQA 300 emittierten Quecksilberlinien 3650, 3655, 3663, 4358, 4347 und 4339. Die Aufnahmebedingungen waren gleich denen beim Streifen *a*.

Man entnimmt den Registrierkurven IV und V unmittelbar, daß es mit dem Spektralphotometer möglich ist, Intensitätsunterschiede von vier Zehnerpotenzen in einer Aufnahme zu erfassen, wobei die Meßgenauigkeit bei ausreichender Intensität und zeit-

licher Konstanz der Lichtquelle 1% erreicht. (Um das gleiche Intervall photographisch zu überbrücken sind je nach dem zur Verfügung stehenden Plattenmaterial etwa 5 bis 20 Anschlüsse erforderlich!) Aus den Registrierkurven geht weiter hervor, daß es trotz der durch das Gitter bedingten Geister (auf jeder Seite einer Spektrallinie konnten bis zu 18 registriert werden) möglich ist, sowohl die Gesamtintensität wie die Form einer Linie mit großer Genauigkeit zu messen. Die Aufnahme *b* zeigt aber, daß die Trennung eng benachbarter Linien doch einen erheblichen Rechenaufwand erfordert. Aus diesen Gründen wäre es wünschenswert, mit einem Gitter zu arbeiten, bei dem die Intensität der Geister in der Größenordnung 10^{-4} liegt.

In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von G. H. DIECKE und R. W. ENGSTROM (*l. c.*) war die Ermüdung der empfindlicheren SEV größer, als die der weniger empfindlichen. Unter unseren Betriebsbedingungen (maximaler Anodenstrom der SEV gleich $10 \mu\text{A}$) blieb die Ermüdung bei allen untersuchten SEV unter 1% in 20 Minuten. Wenn wir das Spektralphotometer als Zweistrahngerät in Verbindung mit einem Strahlungsnormal benutzen, wird die Ermüdung der SEV eliminiert, und die Meßgenauigkeit ist dann durch die Konstanz der Verstärker bestimmt, die nach genügender Anheizzeit sicher besser als 1% je Stunde ist.

Die Empfindlichkeit des Spektralphotometers wurde bei der Wellenlänge 5000 Å mit einem SEV I P 28 als Empfänger bestimmt (effektive Bandbreite 4 Hz): Eine auf den Eintrittsspalt fallende Lichtleistung von $5,9 \cdot 10^{-12}$ Watt konnte mit einem Signal/Rausch-Verhältnis $S = 30$ gemessen werden, wobei der Effektivwert der Rauschspannung gleich $\frac{1}{6}$ der maximalen Rauschamplitude gesetzt wurde.

Das Auflösungsvermögen ist noch nicht endgültig bestimmt worden, jedoch ergab sich aus Aufnahmen der CN-Bande 3883 Å, daß das Spektralphotometer

mindestens Linien mit einem Abstände von 0,1 Å trennt. (Das theoretische Auflösungsvermögen ergibt bei dieser Wellenlänge 0,03 Å, da wir 2 cm des Gitters abdecken mußten, so daß nur rund 60 000 Striche wirksam sind.)

Zusammenfassung.

Das Spektralphotometer ist für die Messung von Übergangswahrscheinlichkeiten in Emission und in Absorption gebaut. Es ist ein Zweistrahngerät mit einem 6,50 m ROWLANDgitter zur Erzeugung der Spektren. Sechs Spalte mit dahinterstehenden SEV oder Photozellen werden auf kleinen Wagen an der Fokalkurve entlangbewegt, so daß die Intensitäten der Spektren bei sechs verschiedenen Wellenlängen gleichzeitig gemessen und registriert werden können. Das Problem der Ausrichtung von Spalten und SEV auf das auf dem ROWLANDkreise stehende Gitter ist zufriedenstellend gelöst.

Der Verfasser dankt der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Mitteln zum Bau der benötigten Verstärker. Auch eine Reihe namhafter deutscher Firmen hat die Arbeit durch Stiftungen oder Preisnachlässe unterstützt, wofür auch hier der besondere Dank des Kieler Institutes zum Ausdruck gebracht sei.

Literatur. [1] DIECKE, G. H. and H. M. CROSSWHITE: *J. Opt. Soc. Am.* **35**, 471 (1945). — [2] DIECKE, G. H.: „Photoelectric intensity measurements in spectra“, *The Transactions of Instruments and Measurements Conference Stockholm 1947*. — [3] RANK, D. H., R. S. PFISTER and P. D. COLEMAN: *J. Opt. Soc. Am.* **32**, 390 (1942). — [4] GLANSHOLM, D. u. B. KLEMAN: *Ark. f. Fys.* **2**, 305 (1950). — [5] ENGSTROM, R. W.: „Multiplier phototube characteristics: application to low light levels“, *J. Opt. Soc. Am.* **37**, 420 (1947). — [6] SOMMER, A. u. W. E. TURK: *J. Soc. Instr.* **27**, 113 (1950).

Dipl.-Phys. WOLF-DIETRICH HAGENAH,
Institut für Experimentalphysik
der Universität Kiel.

Eingeschlossene Normalwiderstände.

Von ALFRED SCHULZE und HEINRICH ZACHERL, Berlin.

Mit 2 Textabbildungen.

(Eingegangen am 30. Dezember 1953.)

Normalwiderstände sind im allgemeinen heute noch so gebaut, daß ihre Widerstandsspulen der freien Atmosphäre ausgesetzt sind. Infolgedessen zeigen die Widerstandswerte dieser Spulen eine mehr oder weniger starke Abhängigkeit von dem Feuchtigkeitsgehalt der sie umgebenden Luft. Bei den ständig wachsenden hohen Ansprüchen der Präzisionsmeßtechnik muß jedoch die hierdurch bedingte Unsicherheit der Widerstandswerte unter allen Umständen beseitigt werden, wenn die Messung der Widerstände selbst auf 1×10^{-6} als gesichert angesehen werden soll. Die ersten Versuche in dieser Richtung gehen bereits bis auf das Jahr 1930 zurück, wo J. L. THOMAS [1] im Nat. Bureau of Standards die Widerstandsspulen erstmalig in doppelwandige Gefäße einschloß. Diese sind einerseits verlötet und andererseits verkittet. Dadurch ist der Widerstandsdraht luftdicht abgeschlossen; die Enden sind isoliert durch die Verkittung (Schellack) hindurchgeführt. Über das wesentlich günstigere Verhalten dieser Widerstände

gegenüber den nicht eingeschlossenen berichtet THOMAS [2] nach Abschluß des Krieges.

In der ehemaligen Physikalisch-Technischen Reichsanstalt wurden auch bereits im Laufe der dreißiger Jahre die ersten eingeschlossenen Widerstände hergestellt [3]. Dies erwies sich gerade bei den Goldchrom-Widerständen als notwendig, da diese Widerstandslegierung im besonderen Maße gegen Änderungen der Luftfeuchtigkeit empfindlich ist. Bei diesen Widerständen war der Widerstandsdraht auf einem Porzellanzyylinder ohne irgendwelche Verwendung von Lack aufgewickelt. Die Widerstandsspule befand sich in einem Messinggehäuse, das mit einem neutralen Gas (Argon) gefüllt war. Die Kupferbügel sind isoliert durch das Messinggehäuse durchgeführt und von allen Seiten mit einem Brei von Glyzerin und Bleiglätte abgedichtet. Diese Widerstände haben sich während einer über 15 Jahre sich erstreckenden Beobachtungszeit als besonders gut und zuverlässig erwiesen [4].

Schwierigkeiten stellen sich jedoch bei dieser Konstruktion ein, wenn außer den beiden Stromzuführungen noch besondere Potentialleitungen nach außen geführt werden sollen. Aus diesem Grunde wurde die Widerstandsspule in einem mit neutralem Gas gefüllten Glasgefäß eingebaut; die Enden des Widerstandsdrahtes (Gold-Chrom) waren an je eine Platingabel geschweißt. Die Schweißstelle ist dann der Punkt, von dem die getrennten Leitungen für Strom und Spannung ausgehen. Die äußeren Enden der Platindrähte sind in zwei Nasen an der Stirnfläche des Glasgefäßes eingeschmolzen. Diese Konstruktion bedeutet zweifelsohne einen Fortschritt gegenüber den älteren, bei denen die Verkittung niemals eine absolute Gewähr dafür gibt, daß das Innere des Widerstandsgefäßes gegen die Außenluft bzw. die Badflüssigkeit (während der Messung) abgedichtet bleibt. Da jedoch die Ausführung dieses Modells für die Praxis teilweise mit erheblichen Schwierigkeiten verknüpft ist, soll im folgenden ein Modell für eingeschlossene Normalwiderstände beschrieben werden, das in seiner Konstruktion äußerst einfach ist und daher auch ohne Schwierigkeiten für den praktischen Laborgebrauch hergestellt werden kann.

Der Widerstandsdraht ist, wie üblich, auf einem mit schraubenförmiger Führungsrille versehenen Hohlzylinder aus keramischem Material (Sp) aufgewickelt und an den Enden mit hart angelöteten Kupferplättchen versehen. Der Spulenkörper ist 65 mm lang, und hat einen äußeren und inneren Durchmesser von 36 und 30 mm. Irgendwelcher Lack wird nicht verwendet.

Das Gehäuse — vgl. Abb. 1 — besteht aus einer kreisförmigen, 3 mm starken Deckplatte aus Messing mit einem Durchmesser von 81 mm und einer stufenförmig abgesetzten Messingbüchse (B), die in der Bodenplatte eine 25 mm große Bohrung hat. In der Deckplatte, in der ein Messingrohr (R) von 25 mm äußerem Durchmesser und 74 mm Länge hart eingelötet ist, befindet sich eine Nut, so daß die Messingbüchse mit dem erweiterten Teil in diese Nut und gleichzeitig das Rohr der Deckplatte in die Bohrung der Bodenplatte geschoben werden kann. Das Gehäuse bildet so einen ringförmigen Innenraum, der zur Aufnahme des Spulenkörpers mit dem Widerstandsdraht dient.

Die Deckplatte ist mit 4 Bohrungen von 14 mm Durchmesser zur Durchführung der Stromzuleitungsbügel (J) ¹ und der Potentialleitungen (P) versehen. Um eine isolierte und vakuumdichte Durchführung der Stromzuleitungsbügel und Potentialleitungen zu erhalten, werden Metallkeramik-Röhrchen (K) verwendet. Die Keramikröhrchen sind etwa 34 mm lang und haben einen äußeren und inneren Durchmesser von etwa 14 und 8,5 mm. Sie bestehen aus gasdicht gebranntem Hartporzellan. In ihrer Mitte ist außen eine 6 mm breite ringförmig und an dem einen Ende eine kappenförmige dünne Eisenschicht in die Glasur

eingebraunt, die nach dem Einbrennen verzinkt wird (50% Sn, 50% Pb.).

Der Zusammenbau des Normalwiderstandes vollzieht sich dann in folgender Weise: Mit einem bei etwa 125° C schmelzenden Lot (15% Sn, 25% Pb, 60% Bi) werden die Keramikröhrchen an der ringförmigen Ver-

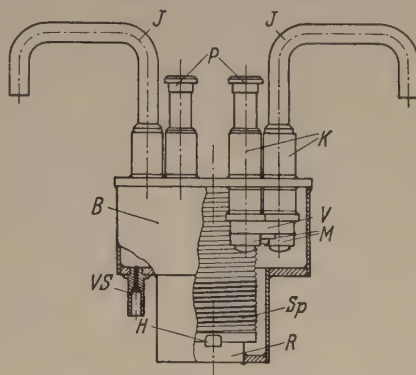


Abb. 1. Das neue Widerstandsmodell.

eisenung in die Deckplatte eingelötet. Die Stromzuleitungsbügel und die Potentialleitung, welche mit 8 mm Gewinde versehen sind, werden nun in die Keramikröhrchen eingeführt und je ein Stromzuleitungsbügel und eine Potentialleitung mit einer dem Querschnitt der Strombügel entsprechenden Cu-Lasche (V) verbunden und mit Muttern (M) fest verschraubt. Die Schraubverbindungen werden mit

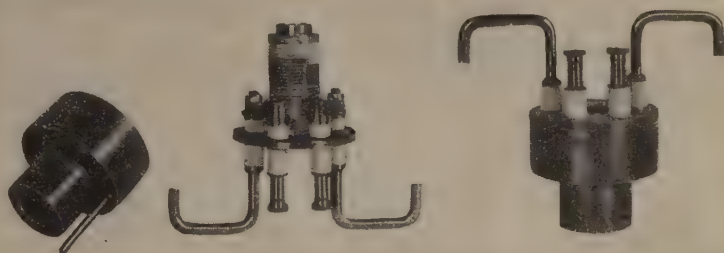


Abb. 2. Normalwiderstand im vakuumdichten mit Schutzgas gefüllten Messinggehäuse. a) in geöffnetem Zustande; b) in geschlossenem Zustande.

dem angegebenen Lot mit der kappenförmigen Ver-eisenung der Keramikröhrchen verlötet.

Nunmehr wird der Spulenkörper mit dem Widerstandsdraht über das Messingrohr der Deckplatte geschoben und mit 3 Halbleichen (H), welche an das Messingrohr hart angelötet sind, festgelegt. Die beiden mit Kupferplättchen versehenen Enden des Widerstandsdrahtes werden an die Cu-Laschen geschraubt und verlötet. Die Messingbüchse wird in die Nut der Deckplatte und gleichzeitig mit ihrer Bodenplatte über das Messingrohr geschoben und mit gleichem Lot verlötet. An dem stufenförmigen Absatz der Messingbüchse ist der Verschlußstutzen (VS) aus Messing, dessen Inneres mit dem obigen Lot verschmolzen wurde, hart angelötet. Eine nachträglich angebrachte feine kapillare Durchbohrung dieses Lotes stellt die Verbindung des Inneren der Widerstands-büchse mit der Außenluft her, so daß nunmehr über diesen Verschlußstutzen die Widerstands-büchse evakuiert und unter dem Druck von etwa einer halben Atmosphäre mit Schutzgas gefüllt werden kann. Sodann wird die Büchse durch Erwärmen des Ver-

¹ Ein Stromzuleitungsbügel hat eine Länge von 170 mm und einen Durchmesser von 8 mm. Der Abstand der Enden der beiden Stromzuleitungsbügel beträgt, wie üblich, 160 mm. — Statt der Stromzuleitungsbügel können ebenso wie bei den Potentialleitungen auch Schraubklemmen angebracht werden.

schlußstutzens auf die Schmelztemperatur des Lotes verschlossen.

Auf diese Weise ist nun eine ganze Reihe von Normalwiderständen dieser Art hergestellt worden¹. Abb. 2 zeigt das neue Widerstandsmodell in geöffnetem und geschlossenem Zustande. Als Widerstandswerkstoff ist teilweise die Goldchrom-Legierung und teilweise das Manganin verwendet.

Was nun das Schutzgas anbetrifft, so wurde bisher bei den Goldchrom-Widerständen reines Argon verwendet. Von Wasserstoff wurde trotz seiner guten Wärmeleitfähigkeit bewußt Abstand genommen. Wie jedoch die Versuche an Goldchrom-Widerständen bei verschiedenen Belastungen gezeigt haben [6], ist Helium besonders als Schutzgas geeignet, da seine Wärmeleitfähigkeit nahezu gleich der des Wasserstoffs ist, die ihrerseits etwa zehnmal größer ist als die des Argons. Aus diesem Grunde befinden sich die oben beschriebenen Normalwiderstände, wenn sie mit Goldchromdraht bewickelt sind, in einer Heliumatmosphäre, während die mit Manganindraht bewickelten Widerstände Argon oder Stickstoff als Schutzgas enthalten.

¹ Zur äußeren Charakterisierung des Normalwiderstandes wird auf der Deckplatte ein Metallschildchen mit der erforderlichen Aufschrift — entsprechend den Beglaubigungsvorschriften — aufgeschraubt.

Das Schutzgas steht — ebenso wie bei den früheren Modellen — unter dem Druck von 300 bis 400 Torr. Die hierbei auftretende Änderung des elektrischen Widerstandes ist sowohl für Manganin- als auch für Goldchrom-Spulen gemessen worden; und zwar hat sich bei Druckänderungen von $1 \cdot 10^{-3}$ auf 760 Torr für Manganinwiderstände eine Widerstandsänderung von $2,5 \cdot 10^{-6}$ und für Goldchrom-Widerstände eine solche von $1,0 \cdot 10^{-6}$ ergeben [7].

Zusammenfassung.

Es wird ein neues Modell für eingeschlossene Normalwiderstände (Bewicklung mit Manganin bzw. Goldchrom) beschrieben, das eine absolute Gewähr dafür bietet, daß das Innere des Widerstandsgefäßes gegen die Außenluft bzw. die Badflüssigkeit abgedichtet bleibt.

Literatur. [1] THOMAS, J. L.: Nat. Bur. of Stand., J. of Res. **5**, 295 (1930); ATM Z. 111—3 (1931). — [2] THOMAS, J. L.: Nat. Bur. of Stand., J. of Res. **36**, 107 (1946). — SCHULZE, A.: Phys. Z. **41**, 121 (1940); Metallwirtsch. **19**, 177 (1940). — [4] SCHULZE, A.: Elektrotechnik **3**, 3 (1949). — [5] SCHULZE, A. u. H. EICKE: Z. angew. Phys. **4**, 321 (1952); Arch. techn. Mess. Z. 111—5 (1952). — [6] SCHULZE, A. u. D. BENDER: Z. angew. Phys. **6**, 132 (1954). — [7] Vgl. EBERT, H. u. I. GIELESSEN: Ann. Phys. **1**, 229 (1947).

Dir. Dr. ALFRED SCHULZE, Berlin-Dahlem, Ladenbergstr. 7.
HEINRICH ZACHERL, Berlin-Lichtenberg, Irenenstr. 8.

Berichte.

Die Theorie der ferromagnetischen Resonanz und die Ergebnisse ihrer experimentellen Untersuchung.

Von K. HELMUT REICH.

Mit 8 Textabbildungen.

(Eingegangen am 17. Dezember 1953.)

I. Einleitung.

Das Wesen und wesentliche Ergebnisse der Spektroskopie des Zentimeter- und Millimetergebietes wurden von BRAUNBECK [1], HONERJÄGER [2] und besonders von MAIER [3] in zusammenfassenden Be-

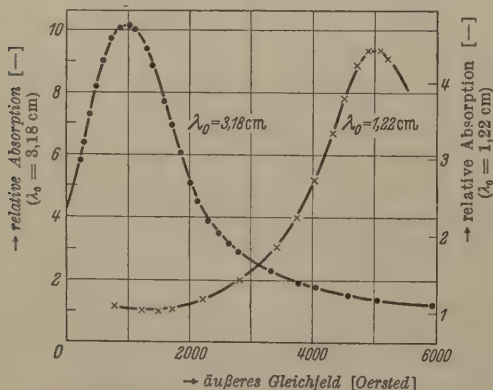


Abb. 1. Resonanzabsorption in Nickel nach GRIFFITHS [7].

richten dargestellt. Von ihren 4 Hauptgebieten: Molekülspektren, magnetische Kernresonanz nebst Atomspektren, paramagnetische und ferromagnetische Resonanz soll hier über das letzte Gebiet berichtet werden, die Untersuchung der ferromagnetischen

Resonanzabsorption. Neben einem besseren Allgemeinverständnis des Ferromagnetismus ermöglicht sie vor allem die Bestimmung von g -Faktoren, magnetischen Anisotropiekonstanten und der Sättigungsmagnetisierung ferromagnetischer Stoffe und gestattet daher Einblicke in den Aufbau von Atomen, Verbindungen, Legierungen und Kristallen.

Die von GANS und LOYARTE [4], DORFMANN [5] und vor allem von LANDAU und LIFSCHITZ [6] auf Grund theoretischer Überlegungen geforderte Existenz der ferromagnetischen Resonanz wurde 1946 von GRIFFITHS [7] (s. Abb. 1) experimentell bestätigt. Sie äußert sich wie folgt: Man bringt einen ferromagnetischen Körper in ein statisches Magnetfeld (von einigen hundert bis zu einigen tausend Oersted) und läßt gleichzeitig ein elektromagnetisches Wechselfeld (von einer Frequenz der Größenordnung 10^4 MHz) auf ihn einwirken, wobei der magnetische Vektor des Wechselfeldes senkrecht zur Richtung des statischen Feldes steht. Für definierte Wertepaare der Stärke des statischen Feldes und der Frequenz des Wechselfeldes beobachtet man das Auftreten charakteristischer Absorptionslinien. Es handelt sich bei der ferromagnetischen Resonanzabsorption demnach um das ferromagnetische Analogon zur magnetischen Kernresonanz und zur (elektronischen) paramagnetischen Resonanz.

II. Theorie.

Ferromagnetische Resonanz in quantenmechanischer und in klassischer Betrachtungsweise.

In quantenmechanischer Betrachtungsweise ist die Frequenz der ferromagnetischen Resonanz bestimmt durch die ZEEMAN-Aufspaltung der Energieeigenwerte des ferromagnetischen Körpers in dem statischen Magnetfeld der Stärke H gemäß

$$\hbar \nu_0 = g \mu_B H_{\text{eff}}. \quad (1)$$

Darin bedeuten \hbar das PLANCKsche Wirkungsquantum, ν_0 die Frequenz der Absorptionslinie, g den LANDÉ-Faktor (s. auch Abschn. II, 4), $\mu_B (= \frac{e \hbar}{4 \pi m c})$ das BOHRsche Magneton und H_{eff} die Stärke des effektiven Magnetfeldes, von dem im folgenden noch eingehender die Rede ist.

Klassisch anschaulich hat man sich den Vorgang derherungsweise wie folgt vorzustellen: Der Eigenimpuls der Elektronen präzessiert in dem statischen Magnetfeld mit der LARMOR-Kreisfrequenz $\nu = 2 \pi \nu_0 = g \frac{e}{2 m c} H_{\text{eff}}$ um die Feldrichtung. Wie zu erwarten, ist die LARMORfrequenz ν also gleich der durch Gleichung (1) bestimmten Übergangsfrequenz ν_0 . Wenn man das Höchsthochfrequenzfeld angelegt, derart, daß der magnetische Vektor senkrecht zu der Richtung des statischen Feldes liegt. Ist die Frequenz des HF-Feldes gleich der LARMORfrequenz des präzessierenden Elektronenimpulses, so wird Energie aus dem HF-Feld in die Präzession „eingekoppelt“ und man beobachtet das erwähnte Resonanzphänomen. — Es sei hier am Anfang bemerkt, daß man bei experimentellen Untersuchungen (wegen der Linienbreite von etwa 10^2 bis 10^3 Oersted) praktisch ausschließlich mit fester Frequenz der Mikrowelle arbeitet und zum Aufsuchen der Resonanz die Stärke des statischen Feldes variiert, was dies aus Gründen apparativen Aufwandes wesentlich einfacher ist.

Klassische Ableitung der Resonanzbedingung nach C. KITTEL.

a) Ansatz der Bewegungsgleichung.

Es ist das große Verdienst KITTELS [8], gezeigt zu haben, daß im allgemeinen in die Berechnung der Resonanzfrequenz nicht das außen angelegte Feld \mathfrak{H} eingeht, sondern daß sie bestimmt wird von dem inneren Feld $\mathfrak{H}_{\text{eff}}$, das tatsächlich am Ort des betrachteten Elektrons vorhanden ist. Es unterscheidet sich im wesentlichen von dem äußeren Feld \mathfrak{H} durch die Berücksichtigung des Entmagnetisierungsfeldes (d. h. des von der geometrischen Form der Probe abhängigen Einflusses der magnetischen Elementardipole) und durch die Einbeziehung der magnetischen Anisotropieenergie. Wegen der grundlegenden Bedeutung der KITTELschen Theorie für das Verständnis der ferromagnetischen Resonanz sei zunächst ein kurzer Überblick dieser Theorie gegeben. Von der ursprünglichen KITTELschen Formulierung weichen wir dabei insofern ab, als wir dem VAN VLECKschen [9] Referat folgen, das das HF-Feld lediglich als „Meßfeld“ sehr kleiner Feldstärke ansehen wollen, seinen Einfluß auf die Bewegung des Magnetisierungsvektors also außer Betracht lassen. Dies ist zulässig, da wir uns hier auf die Ableitung der Gleichung für die Resonanzfrequenz beschränken.

KITTEL setzt voraus, daß der ferromagnetische Körper uniform bis zur Sättigung magnetisiert ist. Dies schließt die Annahme ein, daß die Abmessungen der Probe klein sind gegen die Eindringtiefe des HF-Feldes und gegen dessen Wellenlänge innerhalb der Probe (s. auch III, 1c).

Der Magnetisierungsvektor \mathfrak{M} und das Impulsmoment \mathfrak{J} sind verbunden durch die Beziehung

$$\mathfrak{M} = \gamma \cdot \mathfrak{J}. \quad (2)$$

Darin bedeutet $\gamma = g \frac{e}{2 m c}$ das magneto-mechanische Verhältnis, wobei die weiteren Buchstaben die übliche Bedeutung haben. (Teilweise findet sich im Schrifttum für γ auch die Bezeichnung gyromagnetisches Verhältnis. Es erscheint jedoch logischer, diese Benennung für den Kehrwert $1/\gamma$ vorzubehalten.) — Die Bewegungsgleichung für den Magnetisierungsvektor ergibt sich bei Bezug auf die Volumeneinheit unter Berücksichtigung von $d\mathfrak{J}/dt = [\mathfrak{M} \mathfrak{H}_{\text{eff}}]$ und Gl. (2) zu

$$\frac{d\mathfrak{M}}{dt} = \gamma [\mathfrak{M} \mathfrak{H}_{\text{eff}}]. \quad (3)$$

Den weiteren Betrachtungen legen wir mit KITTEL im Interesse der Eindeutigkeit des Begriffes Entmagnetisierungsfaktor einen Probekörper von der Form eines allgemeinen Ellipsoides zugrunde, dessen Hauptachsen mit der x -, y - und z -Achse des Koordinatensystems zusammenfallen. Die Entmagnetisierungsfaktoren seien N_x , N_y , und N_z . Das statische Magnetfeld liege in der z -Richtung und das Höchsthochfrequenzmeßfeld nehme die x -Richtung ein.

b) Lösung für magnetisch isotropen Körper.

Die Anisotropieenergie sei zunächst Null, ihre Berücksichtigung bei Verschiedenheit von Null erfolgt im Abschnitt II 2c. Für die Komponenten des effektiven Magnetfeldes $\mathfrak{H}_{\text{eff}}$ innerhalb des Probekörpers ergeben sich dann folgende Werte: (Das WEISSsche Molekularfeld braucht bei der hier vorausgesetzten Uniformität der Magnetisierung \mathfrak{M} nicht berücksichtigt zu werden, da es stets parallel zu \mathfrak{M} ist, sein Vektorprodukt mit \mathfrak{M} also verschwindet. Der Einfluß des Austauschintegrals auf die Resonanzfrequenz bei inhomogener Magnetisierung wurde von KITTEL und HERRING [10] berechnet. Er ist nur bei tiefen Temperaturen und in metallischen Proben zu berücksichtigen.)

$$H_{\text{eff}x} = -N_x M_x \quad (4a)$$

$$H_{\text{eff}y} = -N_y M_y \quad (4b)$$

$$H_{\text{eff}z} = H - N_z M_z \quad (4c)$$

Durch Einsetzen der Werte (4) in Gl. (3) erhalten wir bei Berücksichtigung von $M_x, M_y \ll M_z$ und entsprechender Vernachlässigung der Produkte $M_x M_y$:

$$dM_x/dt = \gamma [H + (N_y - N_z) M_z] M_y, \quad (5a)$$

$$dM_y/dt = \gamma [-(N_x - N_z) M_x M_z - M_x H], \quad (5b)$$

$$dM_z/dt \approx 0. \quad (5c)$$

Nehmen wir als Zeitfaktor $e^{i\omega t}$ an, d. h. setzen wir $M_x = M_{x0} e^{i\omega t}$, $M_y = M_{y0} e^{i\omega t}$ und $M_z \approx \text{const.} = M_s$ (wobei M_s die Sättigungsmagnetisierung bedeutet), so ergibt sich aus Gl. (5a) und (5b) für die Kreisfrequenz der stationären Lösung der Gl. (3)

$$\omega_0 = 2 \pi \nu_0 = \gamma \{ [H + (N_x - N_z) M_s] \times [H + (N_y - N_z) M_s] \}^{1/2}. \quad (6)$$

Der Klammerausdruck stellt das effektive innere Feld H_{eff} im Falle eines magnetisch isotropen Mediums dar. Für besondere Fälle läßt er sich wie folgt vereinfachen:

aa) Sehr stark abgeplattetes Ellipsoid (Scheibe) unendlicher Ausdehnung bzw. verschwindender Dicke ($N_x = N_z = 0$; $N_y = 4\pi$):

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{BH}. \quad (6a)$$

Darin bedeutet $B = H + 4\pi M_s$ die magnetische Induktion in der Probe. — Bei praktisch verwandten Proben aus Metallscheiben ist wegen der geringen Eindringtiefe des HF-Feldes (10^{-4} bis 10^{-5} cm) N_x vernachlässigbar klein, während $N_z M_s$ eine kleine Korrektur von H verlangt.

bb) Kugel ($N_x = N_y = N_z = \frac{4}{3}\pi$)

$$\omega_0 = \gamma H. \quad (6b)$$

Nur in diesem Falle gilt die Gleichung für die Berechnung der LARMORfrequenz in ihrer ursprünglichen Form.

cc) Unendlich langer Zylinder ($N_x = N_y = 2\pi$; $N_z = 0$)

$$\omega_0 = \gamma (H + 2\pi M_s). \quad (6c)$$

Die große Bedeutung des von KITTEL aufgefundenen Einflusses des Entmagnetisierungsfeldes und damit der Form der Probekörper auf die Resonanzbedingung ist aus folgenden Beispielen ersichtlich: Für einen Probekörper aus Eisen mit einer Sättigungsmagnetisierung $M_s = 1700 \frac{\text{cgs}}{\text{cm}^3}$ ergibt sich unter Zugrundelegung von $\frac{\gamma}{2\pi} = 2,80 \frac{\text{MHz}}{\text{Oerst.}}$ (d. h. $g = 2,00$) und $H = 1000$ Oersted aus Gl. (6a), (6b) und (6c):

Scheibe: $\nu_0 = 13\,300$ MHz, $\lambda_0 = 2,25$ cm

Kugel: $\nu_0 = 2\,800$ MHz, $\lambda_0 = 10,7$ cm

Zylinder: $\nu_0 = 32\,800$ MHz, $\lambda_0 = 0,92$ cm.

Dabei ist $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$ die Wellenlänge im freien Raum ($c =$ Lichtgeschwindigkeit).

c) Lösung für magnetisch anisotropen Körper.

Ist die Magnetisierungsenergie abhängig von der Richtung, die die Magnetisierung \mathfrak{M} in bezug auf die Kristallachsen einnimmt, so beeinflusst die hierdurch in Erscheinung tretende Anisotropieenergie die Reso-

nanzbedingung. — Wie bereits erwähnt, wird bei experimentellen Untersuchungen der ferromagnetischen Resonanz gewöhnlich die Frequenz des Wechselfeldes konstant gehalten. In diesem Falle hängt in einem anisotropen Einkristall der für die Resonanz erforderliche Wert des äußeren Feldes H_{max} von der Stellung der Kristallachsen zu der Richtung dieses statischen Feldes \mathfrak{H} ab. — (In einem polykristallinen Probekörper erscheint die Resonanzlinie bei von Null verschiedene Anisotropieenergie verbreitert gegenüber der Linie in einem Einkristall. Die verschiedene Stellung der Achsen der Mikrokristalle zur Richtung des statischen Feldes hat hier unterschiedliche Resonanzfeldstärkenwerte H_{max} zur Folge; diese streuen also um einen Mittelwert. Diese unechte Vergrößerung der Linienbreite verringert unter Umständen die Meßgenauigkeit, läßt jedoch die Resonanzbedingung selbst unbeeinflusst.)

KITTEL hat gezeigt, daß man die Wirkung der Anisotropieenergie auf die Resonanzbedingung berücksichtigen kann durch Einführung eines fiktiven äquivalenten Feldes \mathfrak{H}_e . Dabei besteht die Bedingung, daß das von der Anisotropieenergie W_{anis} auf die Magnetisierung \mathfrak{M} ausgeübte Drehmoment gleich ist dem von dem fiktiven Ersatzfeld \mathfrak{H}_e ausgeübten Moment.

$$\frac{\partial W_{\text{anis}}}{\partial \alpha} = [\mathfrak{M}_s \mathfrak{H}_e] \quad (7)$$

α bedeutet darin eine Drehung um eine Achse parallel zu der Richtung von $[\mathfrak{M}_s \mathfrak{H}_e]$ und \mathfrak{M}_s ist voraussetzungsgemäß die Sättigungsmagnetisierung. Die Festlegung des Vektors \mathfrak{H}_e nach Gl. (7) läßt noch die beliebige Wahl seiner Richtung oder seines Betrages frei. Der Einfachheit halber wählt man meist seine Richtung parallel zur x - oder y -Achse und gibt seinen Betrag durch einen effektiven Entmagnetisierungsfaktor N_e an gemäß

$$H_{ex} = -N_{ex} M_x \quad (8a)$$

$$H_{ey} = -N_{ey} M_y, \quad (8b)$$

M_x und M_y sind dabei identisch mit den in Gl. (4) eingeführten Größen. Infolgedessen erhält man die modifizierte Resonanzbedingung in einfacher Weise durch Hinzufügen der nach Gl. (8) bestimmten Entmagnetisierungsfaktoren zu den entsprechenden Faktoren in Gl. (6). Für die Resonanzfrequenz in einem magnetisch anisotropen, ellipsoidförmigen Einkristall, bei dem eine Hauptachse parallel zur Richtung des statischen Feldes \mathfrak{H} liegt, ergibt sich somit die Be-

Tabelle I. Werte von N_{ex} und N_{ey} für Kristalle mit kubischer Symmetrie.

	Ebene des statischen und des HF-Feldes		Forscher
	(001)	(011)	
N_{ex1}	$\frac{2 K_1}{M_s^2} \cos 4 \vartheta$	$(2 - \sin^2 \vartheta - 3 \sin^2 2 \vartheta) \frac{K_1}{M_s^2}$	KITTEL [8] BICKFORD [11]
N_{ex2}		$\frac{1}{2} \sin^2 \vartheta (6 \cos^4 \vartheta - 11 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta \sin^4 \vartheta) \frac{K_2}{M_s^2}$	HEALY [12]
N_{ey1}	$\left(\frac{3}{2} + \frac{1}{2} \cos 4 \vartheta \right) \frac{K_1}{M_s^2}$	$2 \left(1 - 2 \sin^2 \vartheta - \frac{3}{8} \sin^2 2 \vartheta \right) \frac{K_1}{M_s^2}$	KITTEL [8] BICKFORD [11]
N_{ey2}	$\frac{1}{2} \frac{K_2}{M_s^2} \sin^2 2 \vartheta$	$-\frac{1}{2} \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta (3 \sin^2 \vartheta + 2) \frac{K_2}{M_s^2}$	KITTEL [8] HEALY [12]

ϑ bedeutet in allen Fällen den Winkel zwischen \mathfrak{H} und der [100]-Richtung, K_1 die Anisotropiekonstante 1. Ordnung und K_2 die Anisotropiekonstante 2. Ordnung.

hung:

$$\omega_0 = \gamma \{ [H + (N_x + N_{e_x} - N_z) M_s] \times [H + (N_y + N_{e_y} - N_z) M_s] \}^{1/2}. \quad (9)$$

In Tabelle I sind die Werte erster und zweiter Ordnung von N_{e_x} und N_{e_y} angegeben für einen kubischen Kristall, bei dem die (001)- bzw. die (011)-Ebene parallel zur Ebene des statischen und des HF-Meßfeldes liegen.

In gleicher Weise wie der Einfluß der magnetischen Isotropieenergie auf die Resonanzbedingung läßt sich der Einfluß der magnetostriktiven Energie behandeln, die von mechanischen Spannungen innerhalb der Probe hervorgerufen wird. Hierauf hat ebenfalls KITTEL in der in Rede stehenden Arbeit hingewiesen, und GRIFFITHS [13] hat die entsprechenden Rechnungen und Experimente durchgeführt.

Eine Betrachtung der Gl. (9) in Verbindung mit den Faktoren der Tabelle I zeigt, daß in besonderen Fällen auch für $H=0$, d.h. ohne äußeres statisches Feld eine Resonanzfrequenz besteht. Auf diese Erscheinung auch als „natürliche“ ferromagnetische Resonanz bezeichneten Erscheinungen, die z.B. von KRONIG [14] theoretisch behandelt wurden und die von der Frequenzabhängigkeit der komplexen Permeabilität eine wesentliche Rolle spielen, kann hier jedoch nicht eingegangen werden.

3. Zur quantenmechanischen Ableitung der Resonanzbedingung.

LUTTINGER und KITTEL [15] sowie RICHARDSON [16] haben in makroskopischer Betrachtungsweise, d.h. unter Beibehaltung des Begriffes der Entmagnetisierungsfaktoren, mit Hilfe der Quantenmechanik die Energieeigenwerte des betrachteten magnetischen Körpers berechnet. POLDER [17] bewies die Gleichheit der auf klassischem und der auf quantenmechanischem Wege gewonnenen Ergebnisse. Wegen der hier in Betracht kommenden Quantenzahlen der Größenordnung 10^{15} oder mehr war diese Gleichheit auf Grund des Korrespondenzprinzips von vorneherein zu erwarten, und so sei bezüglich der vollständigen mikroskopischen quantenmechanischen Behandlung des Problems durch VAN VLECK [18] auf dessen Originalarbeit verwiesen.

Magneto-mechanischer Faktor und spektroskopischer Aufspaltungsfaktor.

Aus der Untersuchung des BARNETT-SUCKSMITHES-Effektes einerseits sowie des RICHARDSON-NEUSTEIN-DE HAAS-Effektes andererseits ist bekannt, daß bei ferromagnetischen Stoffen der magneto-mechanische Faktor bis zu etwa 5% unter dem reinen „Spinwert“ $g'=2,0023$ liegt. Es war daher ein unartetes Ergebnis, daß sich aus den Untersuchungen der ferromagnetischen Resonanz g -Werte merklich über als 2 ergaben (s. Tabelle II und III). Es ist bis noch nicht gelungen, Theorie und Meßergebnisse in Einklang zu bringen, und so soll im Rahmen des Berichtes nur kurz auf die diesbezüglichen Behauptungen eingegangen werden.

Nach einigen Versuchen, die Unterschiede in den Ergebnissen der gyromagnetischen Experimente und der Absorptionsmessungen „wegzuerklären“ [19], [20], haben POLDER [17], KITTEL [21] und VAN VLECK [18]

unabhängig voneinander, daß sie aus der grundsätzlichen physikalischen Verschiedenheit der beiden Versuche herrühren. — Allgemein gilt für den g -Faktor die Beziehung:

$$g \frac{e}{2mc} = \frac{\Delta M}{\Delta J}. \quad (10)$$

Die einzelnen Buchstaben haben hierbei genau die gleiche Bedeutung wie in Gl. (2). Weiterhin gilt

$$\begin{aligned} \Delta M &= \Delta(M_{\text{Spin}} + M_{\text{Bahn}} + M_{\text{Kristallgitter}}) \\ \Delta J &= \Delta(J_{\text{Spin}} + J_{\text{Bahn}} + J_{\text{Kristallgitter}}). \end{aligned}$$

Nun ist bei den gyromagnetischen Versuchen $\Delta J=0$, nämlich $\Delta(J_{\text{Spin}} + J_{\text{Bahn}}) = \Delta J_{\text{Kristallgitter}}$. In guter Näherung ($M_{\text{Kristallgitter}} \approx 0$) erhält man daher

$$g' \frac{e}{2mc} = \frac{\Delta(M_{\text{Spin}} + M_{\text{Bahn}})}{\Delta(J_{\text{Spin}} + J_{\text{Bahn}})} \quad (11a)$$

als Gleichung für den magneto-mechanischen Faktor g' , der bekanntlich einen Kompromiß zwischen dem „Bahnwert“ $g'=1,00$ und dem „Spinwert“ $g'=2,0023$ darstellt¹. Mit $J_{\text{Bahn}} = \varepsilon \cdot J_{\text{Spin}}$, wobei $\varepsilon \ll 1$, ergibt sich aus Gl. (11a) weiterhin

$$g' \approx 2 - \varepsilon. \quad (11b)$$

Bei der Resonanzabsorption gilt hingegen $\Delta J = \hbar$, und die Rechnung zeigt, daß in erster Näherung $\Delta J_{\text{Spin}} = \hbar$ und somit $\Delta J_{\text{Bahn}} = -\Delta J_{\text{Kristallgitter}}$. Im Regelfall erhalten wir daher für den von KITTEL nach Gl. (1) definierten spektroskopischen Aufspaltungsfaktor g (spectroscopic splitting factor) die Beziehung

$$g \frac{e}{2mc} = \frac{\Delta(M_{\text{Spin}} + M_{\text{Bahn}})}{\Delta J_{\text{Spin}}} \quad (12a)$$

und entsprechend

$$g \approx 2 + \varepsilon. \quad (12b)$$

Für ε gilt die Gleichung:

$$\varepsilon = -\frac{C\lambda}{A}, \quad (13)$$

wobei C eine Konstante vom Betrage der Größenordnung 1 bedeutet, λ die Spin-Bahn-Wechselwirkungskonstante darstellt und A die Aufspaltung der Energieniveaus in einem festen Körper repräsentiert, die bei dem freien Ion nicht in Erscheinung tritt. Aus den in Rede stehenden theoretischen Arbeiten ergibt sich somit, daß

$$g - 2 = 2 - g' \quad (14)$$

sein soll, eine Behauptung, die von den Meßergebnissen zumindest dem Vorzeichen nach bestätigt wird.

In jüngster Zeit lassen Messungen des gyromagnetischen Effektes durch MEYER [22] und BARNETT [23] eine Abhängigkeit des magneto-mechanischen Faktors g' von der Kristallgröße der benutzten Probe als möglich erscheinen, so daß die in Tabelle II herangezogenen Meßwerte von g' eventuell einer Korrektur bedürfen. — Andererseits untersuchten OKAMURA, TORIZUKA und KOJIMA [24] kürzlich die ferromagnetische Resonanz von Nickel-Ferrit bei Wellenlängen bis herab zu $\lambda_0 = 0,64$ cm. Bei dieser Wellenlänge fanden sie $g = 2,12$, verglichen mit $g = 2,19$ bei $\lambda_0 = 1,25$ cm. Die von diesen Forschern vorgeschlagene Korrektur der Gl. (6) (s. auch Abschnitt III 1c) führt sogar zu noch kleineren Werten des spektroskopischen

¹ Vgl. G. Joos: Z. angew. Phys. 6, 43. (1954).

Aufspaltungsfaktors dieses Ferrites, nämlich $g=2,05$. Die physikalische Natur ihres Korrekturtermes ist nicht recht klar. Sie hängt vielleicht mit dem von RADO [25] und anderen Autoren diskutierten „inneren Feld“ zusammen. In diesem Zusammenhang gewinnt möglicherweise die Beobachtung von ADAM und STANDLEY [26] Bedeutung, daß die bisher höchsten nach Gl. (6) berechneten spektroskopischen Aufspaltungsfaktoren für die Manganverbindungen Manganarsenid, Manganantimonid und Manganbismutid ge-

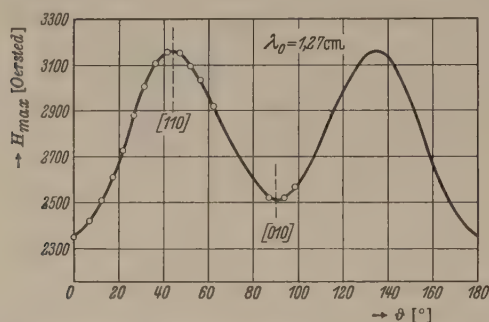


Abb. 2. Abhängigkeit der Resonanzfeldstärke H_{max} von dem Winkel ϑ zwischen der Richtung des Gleichfeldes \mathfrak{H} und der [100]-Achse in einem Eiseinkristall nach KIP und ARNOLD [32]. (Der Unterschied der Werte von H_{max} für $\vartheta=0^\circ$ und $\vartheta=90^\circ$ rührt daher, daß die Oberfläche der untersuchten Probe nicht genau in einer (001)-Ebene lag.)

funden wurden ($g_{MnAs}=3,2$), die vermutlich in hohem Maße magnetisch anisotrop sind. Weiterhin weist der nach Gl. (6) berechnete g -Wert von Manganantimonid (im Gegensatz zu den g -Werten von Nickel und Supermalloy [33] beispielsweise) eine starke, theoretisch schlecht zu erklärende Temperaturabhängigkeit auf (s. Tafel II). Eine gleichartige Temperaturabhängigkeit des g -Wertes war schon vorher von OKAMURA, TORIZUKA und KOJIMA [27] für Kobalt-Ferrit gefunden worden (s. Tabelle III). Das in die KITTELSche

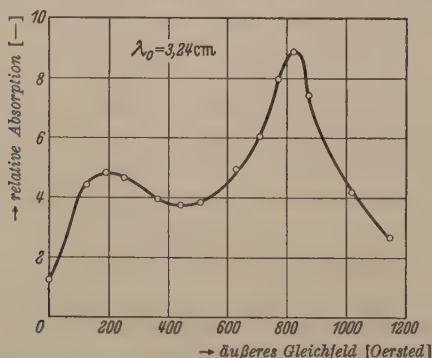


Abb. 3. Nebenmaximum bei Resonanzabsorption in einem Eiseinkristall [32]. ($\mathfrak{H} \parallel [110]$, Erläuterung s. Text.)

Theorie vielleicht einzuführende „innere Feld“ müßte also möglicherweise temperaturabhängig sein. — Im gegenwärtigen Zeitpunkt erscheint es jedoch verfrüht, auf Grund dieser wenigen Meßergebnisse bereits einen Ausweg aus den Schwierigkeiten sehen zu wollen, die bisher einer befriedigenden Erklärung der hohen, nach Gl. (6) bzw. (9) berechneten g -Werte entgegenstehen.

III. Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen.

1. Nachprüfung der KITTELSchen Theorie der ferromagnetischen Resonanz.

Der experimentelle Nachweis der ferromagnetischen Resonanz durch GRIFFITHS [7] veranlaßte

KITTEL [8] zur theoretischen Behandlung der Resonanzbedingungen. Die nachfolgenden experimentellen Untersuchungen hatten ihrerseits zunächst das Ziel, die von KITTEL aufgestellten Gl. (6) und (9) nachzuprüfen. Sie bestätigten voll die von KITTEL bei festgelegter Frequenz der Mikrowelle behauptete Abhängigkeit der Resonanzfeldstärke H_{max} von der geometrischen Form des Probekörpers, sowie ihre Abhängigkeit von dem Winkel ϑ zwischen der Richtung des Magnetfeldes und den Kristallachsen bei Einkristallproben.

a) Abhängigkeit der Resonanzfeldstärke H_{max} von der geometrischen Form des Probekörpers.

HEWITT [28] untersuchte eine Kugel und eine Scheibe aus Mn-Zn-Ferrit bei einer Wellenlänge $\lambda_0=1,25$ cm. Bei Benutzung der Gl. (6b) und Gl. (6a) erhielt er $g=2,16$ für die Kugel und $g=2,12$ für die Scheibe, wobei die Abweichungen innerhalb der Fehlergrenzen des Meßergebnisses liegen (vgl. auch „Größeneffekt“).

BELJERS [29] ermittelte den g -Wert von Ferrocube (einem Ni-Zn-Ferrit) im 3,2-cm-Band an ringförmigen und sphärischen Proben. Bei Benutzung der entsprechenden Entmagnetisierungsfaktoren in Gl. (6) ergab sich bei beiden Probeformen $g=2,12$.

Auf Vorschlag von Professor GORTER untersuchten KITTEL, YAGER und MERRITT [30] eine Scheibe aus Supermalloy (bei der Wellenlänge $\lambda_0=1,25$ cm), wobei das statische Feld \mathfrak{H} einmal, wie sonst üblich, in der Ebene der Probe lag, und ein anderes Mal senkrecht dazu stand. Im letzteren Fall ist die effektive Feldstärke gegeben zu $H_{eff}=H-4\pi M_s$. Die Resonanzfeldstärken waren $H_{max11}=4880$ Oersted und $H_{max1}=15550$ Oersted. Gl. (6) liefert die g -Werte $g=2,17$ und $g=2,23$ in guter Übereinstimmung mit den Untersuchungen von YAGER und BOZORTH [31] am gleichen Material.

b) Abhängigkeit der Resonanzfeldstärke H_{max} in Einkristallen von dem Winkel ϑ zwischen den Kristallachsen und der Richtung des statischen Magnetfeldes \mathfrak{H} .

KIP und ARNOLD [32] untersuchten die Winkelabhängigkeit der Resonanzfeldstärke H_{max} an einem Eiseinkristall bei Wellenlängen von $\lambda_0=1,27$ cm und $\lambda_0=3,24$ cm. Statisches und HF-Feld lagen beide in einer (001)-Ebene. Bei der kürzeren Wellenlänge folgte die Abhängigkeit der Resonanzfeldstärke H_{max} von dem Winkel ϑ zwischen der [100]-Achse und der Richtung des statischen Feldes dem erwarteten $\cos^2 \vartheta$ Gesetz (Abb. 2), nicht hingegen bei der größeren Wellenlänge. Bei $\lambda_0=3,24$ cm zeigte außerdem die Kurve Absorption $=\varphi(H)_{f,\vartheta}$ für $\vartheta=45^\circ$ (d.h. $\mathfrak{H} \parallel [110]$) ein Nebenmaximum (Abb. 3). Es wurde nur bei diesem Wert von ϑ und stets bei Feldstärkewerten $H < H_{max}$ beobachtet. KIP und ARNOLD konnten quantitativ nachweisen, daß es von der Kristallenergie verursacht wird. Sie bewirkt, daß sich der Magnetisierungsvektor \mathfrak{M} , aus der Richtung leichter Magnetisierbarkeit kommend (hier der [100]-Richtung), beim Anwachsen der Stärke des statischen Feldes von Null auf seinen Endwert erst allmählich parallel zu dem äußeren Felde \mathfrak{H} einstellt, falls dieses in Richtung der schwereren Magnetisierbarkeit liegt (hier der [110]-Richtung). Wegen der bei dieser Wellenlänge nach Gl. (9) entsprechend niedrigeren Resonanzfeldstärke sowie derer Winkelabhängigkeit ist aber die in Richtung der

magnetisierung M fallende Komponente von ξ für einen Winkel zwischen M und der Richtung der äußeren Magnetisierbarkeit schon in der Lage, eine merkliche Absorption zu verursachen. Bei weiterer Drehung von M nimmt diese Absorption wegen der höheren erforderlichen Resonanzfeldstärken zunächst wieder ab, bis sich M parallel zu ξ eingestellt hat. Mit weiterem Anwachsen von H bis zum Werte H_{max} erreicht die Absorption dann dem eigentlichen Maximum zu. — Gleich der Abhängigkeit von der Form des Probekörpers konnte somit die von KITTEL geforderte Abhängigkeit des Wertes H_{max} von dem Winkel ϑ experimentell voll bestätigt werden.

Sonstige Nachweise der Richtigkeit der KITTELSchen Theorie.

Der Wert des spektroskopischen Aufspaltungs-faktors ist definitionsgemäß unabhängig von der Frequenz der benutzten Mikrowelle. Die Untersuchung der sehr schmalen Resonanzkurve von Supermalloy durch YAGER und BOZORTH [31], [21] sowie durch KOEHLER [33] bei Wellenlängen von $\lambda_0 = 1,25$ cm und $\lambda_0 = 3,2$ cm schienen zu bestätigen, daß Gl. (6) diesen Tatbestand richtig wiedergibt. (Vgl. z. B. auch im 1,25-cm-Band und im 3,2-cm-Band gemessenen Werte von Nickel [33] sowie den Ni-Cu-Legierungen [4] in Tabelle II.) In ihrer bereits im Abschnitt II, 4 geführten Arbeit glauben OKAMURA und seine Mitarbeiter [24] jedoch, bei Anwendung der KITTELSchen Gl. (6) auf die Meßergebnisse der Untersuchung von Ni-Ferrit bei verschiedenen Wellenlängen bis herab zu $\lambda = 0,64$ cm einen frequenzabhängigen Wert g zu erhalten. Die Frequenzunabhängigkeit von g wollen sie durch Einführung des schon erwähnten Korrekturtermes wiederherstellen, wobei sie diesen Term mittels der kleinsten Fehlerquadrate berechneten. Ähnliche Überlegungen finden sich in der jüngsten Mitteilung von OKAMURA und KOJIMA [35] über den g -Wert von MnO_4 . — Da die entsprechenden experimentellen Untersuchungen noch zu wenig zahlreich sind und die Abweichungen der bei den verschiedenen Wellenlängen erhaltenen g -Werte teilweise in deren Fehlergrenzen fallen, ist es trotz der Kritik KITTELS [21] an der ursprünglichen RADOSCHEN [20] Hypothese wie schon bemerkt verfrüht, aus den Meßergebnissen die generelle Richtigkeit der einen oder anderen Auffassung beweisen zu wollen.

Hingegen haben die experimentellen Untersuchungen eindeutig bestätigt, daß die KITTELSche Theorie anwendbar ist, wenn ihre Voraussetzung eines homogenen bis zur Sättigung magnetisierten Probekörpers verwirklicht ist. Die Forderung nach Homogenität der Magnetisierung führte zur Verwendung von Proben mit großem spezifischem Widerstand, und daher großer Eindringtiefe des HF-Feldes (s. auch III, 3) sowie zu kleinen geometrischen Abmessungen, die bei Probekugeln bis herab zu Durchmessern von einigen hundert Millimetern führten. Trotzdem treten manchmal Nebenmaxima in der Resonanzkurve auf, die vermutlich auf stehende Wellen innerhalb der Probe zurückzuführen sind (Abb. 4), und sonstige, zuerst von YAGER, MERRITT und GUILLAUD [36] näher untersuchte, als „Größeneffekt“ (size effect) bezeichnete Effekte (Abb. 5). Bei den neueren Untersuchungen an sphärischen Probekörpern variiert man deshalb den Durchmesser und extrapoliert H_{max} für $d \rightarrow 0$. —

Die Forderung nach magnetischer Sättigung der Probe gebietet Arbeiten bei kürzeren Wellenlängen und damit nach Gl. (6) bzw. Gl. (9) verbundenen hohen Resonanzfeldstärken. Deshalb wird meist $\lambda_0 = 1,25$ cm gewählt, wobei allerdings die Erzeugung dieser Feldstärken und vor allem die Erzeugung der Mikrowelle höhere Anforderungen an den apparativen Aufbau stellen.

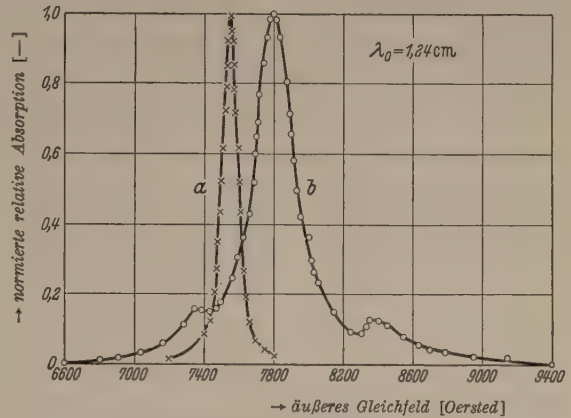


Abb. 4. Einfluß des Probendurchmessers d bei Resonanzabsorption in sphärischen Proben aus Ni-Ferrit. Kurve a : $d = 0,0355 \div 0,038$ cm, Kurve b : $d = 0,099 \div 0,108$ cm. Im Falle b werden stehende Wellen innerhalb der Probe vermutet. (YAGER, GALT, MERRITT und WOOD [57].)

Eine Bestätigung der KITTELSchen Theorie wurde ferner durch die experimentelle Untersuchung des Kurvenverlaufes der Absorptionslinie von Supermalloy durch YAGER [37] gegeben. Die physikalische Deutung des von KITTEL [8] und anderen Autoren zunächst empirisch ermittelten Dämpfungstermes in der mathematischen Fassung dieses Kurvenverlaufes steht noch aus. Seine Diskussion schließt weiterhin das

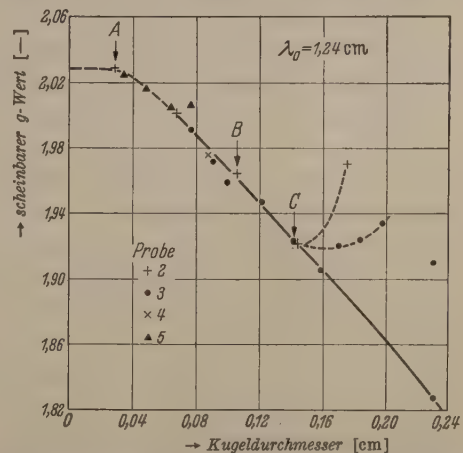


Abb. 5. „Größeneffekt“ bei Resonanzabsorption in polykristallinen Probekugeln aus Mn-Zn-Ferrit. Aus dem Verlauf der Abhängigkeit der Linienbreite und des Betrages der Absorption von dem Kugeldurchmesser schlossen YAGER, MERRITT und GUILLAUD [36] auf Inhomogenität des Höchstfrequenzfeldes innerhalb der Probe oberhalb von Punkt A , auf sein unvollständiges Eindringen in die Probe oberhalb von Punkt B und auf stehende Wellen innerhalb der Probe oberhalb von Punkt C .

hier nicht behandelte Problem der komplexen HF-Permeabilität ein. Ferner sind die bisherigen Untersuchungen mittels halb meßtechnischer, halb rechnerischer Verfahren durchgeführt worden, die den absoluten Wert der Absorption mit einer Unsicherheit bis zu 30% liefern. Aus allen diesen Gründen sei die Diskussion der Form der (meistens einige hundert bis zu einigen tausend Oersted breiten) Absorptions-„Linie“ hier zurückgestellt. Sie erfolgt in Kürze im Rahmen der Mitteilung eines von STANDLEY [38] an-

gegebenen und gegenwärtig vom Verfasser vervollkommenen Verfahrens zur direkten, rein meßtechnischen Bestimmung der absoluten Absorption und der mit dieser Methode erhaltenen Meßergebnisse.

2. Der g -Faktor von Metallen, metallischen Verbindungen und metallischen Legierungen.

In Tabelle II sind die bisher ermittelten spektroskopischen Aufspaltungsfaktoren g von ferromagnetischen Metallen, metallischen Verbindungen und metallischen Legierungen zusammengestellt. — Daneben sind zum Vergleich die magneto-mechanischen Faktoren g' aufgeführt. Wie schon im Abschnitt II, 4 bemerkt wurde, sind die Werte von g teilweise erheblich größer als die Werte von g' und auch größer als nach Gl. (14) zu erwarten. Eine Ausnahme bildet der Aufspaltungsfaktor der HEUSLERSchen Legierung $\text{Mn}_{0,26}\text{Cu}_{0,61}\text{Al}_{0,13}$, der gleich dem magneto-mechanischen Faktor den Wert $g \approx 2,00$ aufweist. In diesem Falle ist Gl. (14) also streng erfüllt. — Nun ist bekannt, daß in einem zweiwertigen Manganion die 3 d-Schale halb gefüllt ist. Die Wechselwirkung zwischen dem Eigendrehimpuls der Bahnelektronen und dem Bahnimpulsmoment (die bei der Erklärung der Abweichung des g -Faktors vom theoretischen „Spinwert“ 2,0023 eine so wesentliche Rolle spielt) fällt hier deshalb fort. Aus der Ableitung der Gl. (14) folgt quantitativ das zu erwartende Ergebnis, daß für Mn^{II} $g = g' \approx 2,00$. Der Wert $g = 2,01$ für die HEUSLERSche Legierung kann daher befriedigend gedeutet werden, wenn man die magnetischen Eigenschaften dieser Legierung ausschließlich den Mn^{II} -Ionen zuschreibt. Ähnliche Überlegungen gelten für Mn_4N , dessen Aufspaltungsfaktor von ADAM und STANDLEY [26] zu $g = 2,00$ ermittelt wurde. — Andererseits bestätigen die hohen g -Werte von MnAs , MnSb und MnBi [26], daß sich die Mn-Ionen in diesen Verbindungen nicht in einem S-Zustand befinden, in Übereinstimmung mit den Untersuchungen von GUILLAUD [43].

Ein weiteres Beispiel für die Benutzung der ferromagnetischen Resonanz als Hochfrequenzspektroskopie, diesmal zur Bestimmung des Atomaufbaues, ist die Arbeit von KIP, KITTEL und ihren Mitarbeitern [39] über metallisches Gadolinium. Der ^8S -Zustand des Gd^{III} mit der durch 7 Elektronen halbgefüllten 4 f-Schale (die als Träger des Ferromagnetismus angesehen werden) ließ einen Aufspaltungsfaktor nahe $g = 2,00$ erwarten, worauf VAN VLECK [44] aufmerksam gemacht hat. Das Meßergebnis $g = 1,94$ spricht nach Ansicht der Autoren demgegenüber für die Möglichkeit einer Spin-Bahn-Wechselwirkung, vielleicht zwischen dem Spin der 4 f-Elektronen und dem Bahnmoment der 5 d-Elektronen.

Die Untersuchung der Resonanzabsorption von Gadolinium bestätigte ferner, daß Gadolinium oberhalb von 16°C paramagnetisch, unterhalb dieser Temperatur hingegen ferromagnetisch ist. Gleichermäßen fanden ADAM und STANDLEY [26] den Phasenwechsel von Manganarsenid bestätigt, das unterhalb von 45°C ferromagnetisch, oberhalb wahrscheinlich antiferromagnetisch ist.

3. Die Ferrite und ihr spektroskopischer Aufspaltungsfaktor.

Metallische Proben lassen sich wegen ihres kleinen spezifischen Widerstandes und der damit verbundenen hohen Wirbelstromverluste im allgemeinen nur in Form von Blechen oder Scheiben als Seitenwand oder Boden der für die experimentellen Untersuchungen benutzten Hohlraumresonatoren [45] verwenden. Für die Messung der Abhängigkeit der Resonanzfeldstärke H_{max} von der geometrischen Form des Probekörpers sind hingegen Proben mit hohem spezifischem Widerstand erforderlich, die als Kugeln, Ringe, Zylinder usw. in den Resonator selbst eingebracht werden können und gleichzeitig alle Voraussetzungen für ihre homogene Magnetisierung bis zur Sättigung erfüllen. Hierfür kommen in erster Linie die Ferrite

Tabelle II. g -Faktoren von Metallen, metallischen Verbindungen und metallischen Legierungen.

Material	λ_0 [cm]	Temp. [$^\circ\text{C}$]	g [—]	g' [—]	Forscher
Eisen	1,22 1,27 3,24	R. T.	2,14	1,93	GRIFFITHS [7]
Kobalt	3,18	R. T.	2,14		KIP und ARNOLD [32]
Nickel	1,22 1,25 3,32	R. T. R. T. bis 358 R. T.	2,22 2,19 2,20	1,86 1,90	GRIFFITHS [7] GRIFFITHS [7], [13] BLOEMBERGEN [33]
Gadolinium	1,23	R. T.	2,23		BLOEMBERGEN [33]
Manganarsenid MnAs . .	1,25	—196 bis —105	1,94		KIP, KITTEL et al. [39]
Manganantimonid MnSb .	1,25	R. T.	3,2		ADAM und STANDLEY [26]
	1,25	—180	2,2		ADAM und STANDLEY [26]
	1,25	R. T.	2,6		
	1,25	315	2,1		
Manganbismutid MnBi . .	1,25	—183	2,4		ADAM und STANDLEY [26]
Mangannitrid MnN_4 . . .	1,25	R. T.	2,0		ADAM und STANDLEY [26]
Ni-Cu-Legierungen ¹ mit	1,22	R. T.	2,20		REICH und STANDLEY (unveröff.)
5—28% Cu	3,23	R. T.	2,20		MEYER [34]
Supermalloy	1,25	R. T.	2,17	1,91	YAGER et al. [31], [37], [30]
(Fe-Ni-Mo-Legierungen)	1,25	R. T. bis 420	2,12		BLOEMBERGEN [33]
	3,32	R. T.	2,10		BLOEMBERGEN [33]
Mo-Permalloy	10,3	R. T.	2,05		ITOH und AKIOKA [40]
HEUSLERSche Legierung $\text{Mn}_{0,26} - \text{Cu}_{0,61} - \text{Al}_{0,13}$.	1,25	R. T.	2,01	2,00	YAGER und MERRITT [41]

Die Unsicherheit der spektroskopischen Aufspaltungsfaktoren beträgt meist 1—2%. Die Werte für den magneto-mechanischen Faktor g' wurden den Arbeiten von BARNETT (und KENNY) [42] entnommen.

¹ Für Nickel-Eisen-Legierungen fand BAGGULEY [81] das vorläufige Ergebnis, daß der g -Wert bei $\lambda_0 = 3,14\text{cm}$ und $T = 20^\circ\text{C}$ von $g = 2,23$ für reines Nickel auf $g = 2,01$ für 60% Fe abfällt und dann wieder auf $g = 2,16$ für reines Eisen ansteigt. Bei $\lambda_0 = 1,20\text{cm}$ und $T = -253^\circ\text{C}$ blieb der g -Wert zwischen 60 und 64% Eisen hingegen unverändert.

Betracht. Der spezifische Widerstand dieser Doppel-
tyde ist bis zu 10^{12} mal höher als der von Metallen,
d sie haben daher in der Hochfrequenztechnik auch
elstetige praktische Verwendung gefunden. Über
e technische Anwendung der ferromagnetischen
esonanz unter Benutzung von Ferriten wurde vom
rfasser an anderer Stelle berichtet [46].

Man unterscheidet bekanntlich Ferrite, die im
ormalen“ Spinell-System [47] kristallisieren, und
che, die die von BARTH und POSNJAK [48] entdeckte
ngekehrte“ Spinell-Struktur aufweisen. In beiden
llen ist ihre chemische Formel von der Form
 $\text{Me}_2\text{Fe}_2\text{O}_4$, wobei Me für ein zweiwertiges Metallion
ht. Das kubische Einheitsgitter enthält 8 Ferrit-
moleküle“, also 8 Me^{II} -, 16 Fe^{III} - und 32 Sauerstoff-
ome. Die O-Atome sind in einer engsten Kugel-
ckung angeordnet, in die die Metallionen inter-
iell eingebaut sind. Bei der normalen Struktur
hmen die 8 Me^{II} -Ionen die achtzählige Punktlage
0 usw. der Raumgruppe O_h^h [49] ein, während die
 Fe^{III} -Ionen die 16zählige Punktlage $\frac{555}{888}$ usw. besetzen.
im umgekehrten Typ nimmt die eine Hälfte der
 Fe^{III} -Ionen die (tetraedrische) 8zählige Punktlage ein,
ährend die andere Hälfte der Fe^{III} -Ionen zusammen
it den Me^{II} -Ionen in regelloser Verteilung die (ok-
taedrische) 16zählige Punktlage innehat. Zum
ormalen Typ gehören Zink-Ferrit und Kadmium-
errit. Die Mehrzahl der übrigen Ferrite kristallisiert
ngegen im umgekehrten System, so Mn-, Fe-, Co-,
d Ni-Ferrit. Eine eingehende Diskussion der Spi-
elle, die auch Übergänge zwischen der normalen
d der umgekehrten Struktur einschließt, findet sich
üßer in der erwähnten Arbeit von BARTH und
OSNJAK [48] bei VERWEY und seinen Mitarbeitern
0], [51], von denen auch die Bezeichnung umge-
hrter (inverted) Spinell stammt. — Für diesen
tzeren Typ hat sich teilweise die Schreibweise
 $\text{Fe}^{\text{III}}(\text{Me}^{\text{II}}\text{Fe}^{\text{III}})\text{O}_4$ eingebürgert, wenn an der Dar-
ellung selbst deutlich gemacht werden soll, um
elche Struktur es sich handelt.

Die magnetischen Eigenschaften der Ferrite wur-
en theoretisch von NÉEL [52] und experimentell
on GUILLAUD [53] und GORTER [54] untersucht.
ÉELS Hypothese sagt aus, daß der „Ferri“-magnetis-
us der Ferrite im wesentlichen zu erklären ist
urch eine negative Austauschwechselwirkung zwi-
schen den (8f)-Kationen (in der 8zähligen Punktlage)

und den (16c)-Kationen (in der 16zähligen Punkt-
lage). Aus dieser Anschauung folgt direkt, daß die
magnetischen Momente der (8f)-Kationen anti-
parallel zu den Momenten der (16c)-Kationen ein-
gestellt sind. So wird für ein Ferrit vom umgekehrten
Typ $\text{Fe}^{\text{III}}(\text{Me}^{\text{II}}\text{Fe}^{\text{III}})\text{O}_4$ angenommen, daß sich die
magnetischen Wirkungen der Fe^{III} -Ionen kompen-
sieren und der in Erscheinung tretende Magnetismus
ausschließlich von den Me^{II} -Ionen herrührt. In
„Mischkristall“-Ferriten scheinen die Me^{II} -Ionen die
gleichen Plätze einzunehmen, die sie in den einfachen
Ferriten innehaben. Auf Grund der bisherigen Über-
legungen müßte daher das magnetische Moment eines
Doppelferrites von der Form $\text{Zn}_a^{\text{II}}\text{Fe}_{1-a}^{\text{III}}(\text{Me}_{1-a}^{\text{II}}\text{Fe}_{1+a}^{\text{III}})\text{O}_4$
mit wachsendem Zinkgehalt monoton anwachsen
bis zum Maximalwert m. M. = $10\mu_B$ für ZnFe_2O_4 .
Diese Erwartung wird von den Experimenten für
niedrige Zn-Gehalte bestätigt. Übersteigt das Ver-
hältnis Zn:Me jedoch einen Grenzwert, der bei etwa
eins liegt, so treten die ebenfalls negativen Aus-
tauschwechselwirkungen innerhalb der (16c)-Kat-
ionen um so fühlbarer in Erscheinung, je mehr der
Wert des ursprünglich überwiegenden Austauschinte-
grals (8f)-(16c) abnimmt. Infolgedessen stellen sich
immer mehr Kationen innerhalb der (16c)-Lage anti-
parallel ein. Das magnetische Gesamtmoment nimmt
daher mit weiter wachsenden Zn-Anteilen wieder ab.
Das einfache Zink-Ferrit schließlich zeigt parama-
agnetisches Verhalten, die magnetischen Momente
der Fe^{III} -Ionen sind also alle antiparallel eingestellt.

Die Untersuchungen der ferromagnetischen Reso-
nanz von Ferriten sind bereits so vielfältig, daß hier
nur einige typische Ergebnisse besprochen werden
können. In Tabelle III sind die experimentell ermittel-
ten spektroskopischen Aufspaltungsfaktoren der ein-
fachen Ferrite zusammengestellt. Der g -Wert von
Magnetit ist für -143°C angegeben, weil bei dieser
Temperatur die magnetische Anisotropieenergie von
 $\text{Fe}^{\text{III}}(\text{Fe}^{\text{II}}\text{Fe}^{\text{III}})\text{O}_4$ Null ist. — Kobalt-Ferrit zeigt bei
Raumtemperatur wegen der hohen Anisotropieenergie
eine so breite Resonanzkurve, daß der g -Wert
nur bei höheren Temperaturen und entsprechend
verkleinerter Anisotropieenergie bestimmt werden
konnte. Auf die in Tabelle III zum Ausdruck kommende
Temperaturabhängigkeit dieses Aufspaltungsfaktors
wurde bereits im Abschnitt II, 4 eingegangen. — In
Tabelle III sind weiterhin die von GORTER [54] in BOHR-
schen Magnetonen gemessenen magnetischen Mo-

Tabelle III. Werte des spektroskopischen Aufspaltungsfaktors einfacher Ferrite.

Ferrit	λ_0 [cm]	Temp. [°C]	g -Wert [—]	Forscher	m. M. [μ_B]	$\frac{\text{m. M.}}{S}$ [—]
$\text{Fe}^{\text{III}}(\text{Mn}^{\text{II}}\text{Fe}^{\text{III}})\text{O}_4$	1,24 3,22	R. T. 0 bis 300	2,02 2,00	YAGER et al. [55], [36] OKAMURA et al. [56]	5,0	2,0
$\text{Fe}^{\text{III}}(\text{Fe}^{\text{II}}\text{Fe}^{\text{III}})\text{O}_4$	1,25 3,36	-143 -143	2,09 2,08	BICKFORD [11] BICKFORD [11]	4,2	2,1
$\text{Fe}^{\text{III}}(\text{Co}^{\text{II}}\text{Fe}^{\text{III}})\text{O}_4$	3,20 3,20 3,20	100 300 480	2,22 2,91 2,08	OKAMURA et al. [27]	3,3	2,2
$\text{Fe}^{\text{III}}(\text{Ni}^{\text{II}}\text{Fe}^{\text{III}})\text{O}_4$	1,25 3,20 3,33 3,20	R. T. R. T. R. T. R. T.	2,19 2,36 2,25 2,26	YAGER et al. [57] BELJERS und POLDER [58] HEALY [12] OKAMURA und TORIZUKA [59]	2,3	2,3

Die Unsicherheit der spektroskopischen Aufspaltungsfaktoren beträgt im allgemeinen 1–2%. — Die Werte für die magne-
tischen Momente der Ferrit-„Moleküle“ in Spalte 5 sind der Arbeit GORTERS [54] entnommen. In Spalte 6 ist der Quotient aus
diesen m. M. und dem Gesamtspin der $3d^5$ -, $3d^6$ -, $3d^7$ - bzw. $3d^8$ -Elektronen angegeben.

mente der Ferrit-, „Moleküle“ aufgeführt und das Verhältnis $\frac{\text{magnetisches Moment (Molekül)}}{\text{Spin (Elektronen)}}$ daneben gestellt. Spin (Elektr.) bezieht sich dabei auf den resultierenden Gesamtspin der $3d^5$ -, $3d^6$ -, $3d^7$ - bzw. $3d^8$ -Elektronen. Es zeigt sich eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den direkt gemessenen Aufspaltungsfaktoren und den über die magnetischen Momente ermittelten g -Werten.

Von Interesse sind weiterhin die Ergebnisse der Messungen an binären Ferriten vom erwähnten Typ $\text{Zn}_{1-a}^{\text{II}}\text{Fe}_{1-a}^{\text{III}}(\text{Mn}_{1-a}^{\text{II}}\text{Fe}_{1+a}^{\text{III}})\text{O}_4$. YAGER, MERRITT und GUILLAUD [36] untersuchten die Reihe Mn-Zn-Ferrit. Wie besprochen, werden die Mn^{II} -Ionen in der 16-zähligen Punktlage mit wachsenden Zn-Gehalten nach und nach durch Fe^{III} -Ionen ersetzt. Nun befinden sich aber die zweiwertigen Mn^{II} -Ionen und die dreiwertigen Fe^{III} -Ionen beide in einem ^6S -Zustand, weisen also den gleichen g -Wert auf. Man erwartet daher bis zu hohen Zn-Anteilen, daß der Aufspaltungsfaktor $g \approx 2,00$ ist. Dies wird von den Meßergebnissen bestätigt. — In Ni-Zn-Ferrit liegen die Verhältnisse hingegen anders, da der Magnetismus

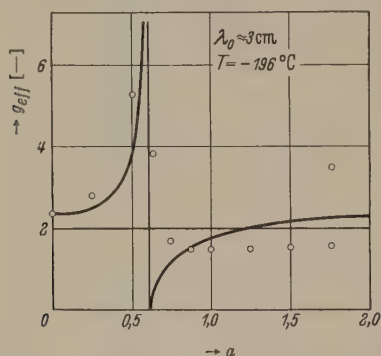


Abb. 6. Effektive g -Werte von $\text{NiFe}_{2-a}\text{Al}_a\text{O}_4$ in Abhängigkeit von der Konzentration a . Kreise: Experimentelle Werte nach McGuire [75]. Volle Linie: Theoretische Werte nach Wangness [72].

des Ni^{II} -Ions zu einem merklichen Prozentsatz von dem Bahnmoment herrührt. Es ist daher im Einklang mit den besprochenen Vorstellungen, wenn Beljers und Polder [58] sowie Okamura und seine Mitarbeiter [56], [60] bei Untersuchungen dieses Doppelferrites fanden, daß der Wert seines Aufspaltungsfaktors mit steigendem Zn-Anteil von etwa $g = 2,40$ auf rund $g = 2,00$ zurückgeht.

Cu- und Mg-Ferrit weisen in bestimmten Temperaturbereichen Übergangszustände zwischen normaler Spinell-Struktur und umgekehrter Struktur auf. Außerdem hängen ihre Eigenschaften zum Teil von ihrer Wärmevergeschichte ab, so daß ihre Erörterung über den Rahmen dieses Berichtes hinausgeht. Für die Diskussion dieser Ferrite sowie der damit aufgebauten und weiterer binärer Ferrite sei deshalb auf die betreffenden Originalarbeiten verwiesen [56], [60], [61], [36]. Auch auf das verwickeltere Problem der Anomalien [62], [63] im Temperaturverhalten des elektrischen Widerstandes, der spezifischen Wärme und der Magnetisierung von Magnetit [11], [64], Ni-Ferrit [58], Mn-Ferrit [56], [65], Co-Ferrit [27], Co-Zn-Ferrit [66] und weiterer Mischkristalle und die dadurch bedingten Besonderheiten in den Ergebnissen der Untersuchung der ferromagnetischen Resonanz dieser Ferrite (starke Änderung im Betrage der Absorption, zusätzliches

Maximum in der Resonanzkurve usw.; Einzelheiten in den hinter den betreffenden Ferriten angegebenen Originalarbeiten) kann hier nicht eingegangen werden. — Die in diesem Bericht näher behandelten Ergebnisse zeigen jedoch klar, in wie fruchtbarer Weise die Untersuchung der ferromagnetischen Resonanz von Ferriten beigetragen hat zur Bestätigung und Erweiterung unserer Kenntnisse von dem Resonanzphänomen selbst wie von der Struktur der Ferrite. Die für den theoretisch wie für den experimentell tätigen Forscher gleich erfreuliche, weitgehende Übereinstimmung der g -Werte in Tabelle III mit den entsprechenden Werten in Tabelle II deutet überdies auf die grundsätzliche Richtigkeit dieser Kenntnisse hin.

Es sei nun noch kurz auf die jüngste Entwicklung der Untersuchung der ferromagnetischen Resonanz von Spinellen eingegangen. Bisher haben wir ihre Einheitszelle als Ganzes angesehen und mit dem magnetischen Gesamtmoment gerechnet. Man kann sich jedoch auch mit Néel [52] die Tetraederionen auf einem Teilgitter A mit der Sättigungsmagnetisierung \mathcal{M}_A und die Oktaederionen auf einem Teilgitter B mit der Magnetisierung \mathcal{M}_B angeordnet denken und diese Teilgitter getrennt untersuchen. Diese Betrachtungsweise ist beispielsweise wesentlich zum Verständnis der antiferromagnetischen Resonanz [67], [68], [69]. Ihre Anwendung auf die Theorie der ferromagnetischen Resonanz durch Wangness [70] ergab neben der Kittelschen Gl. (6) eine weitere Resonanzbedingung¹. Da in diesem zweiten Falle \mathcal{M}_A und \mathcal{M}_B nicht mehr parallel (bzw. antiparallel) eingestellt sind, geht das starke Austauschfeld zwischen den Teilgittern in die Bewegungsgleichung (3) ein und bestimmt die Resonanzfrequenz maßgeblich. Bei üblichen Versuchsbedingungen ergibt die Rechnung Resonanzfrequenzen, die etwa 3 Größenordnungen über den nach Gl. (6) ermittelten Frequenzen liegen. Kaplan und Kittel [71] haben gezeigt, daß diese „Austausch“-Resonanz nur in Erscheinung tritt, wenn die g -Faktoren der Teilgitter verschieden sind. Ihr Auffinden erscheint daher grundsätzlich möglich in beispielsweise Nickel-Ferrit, nicht hingegen in Mangan-Ferrit. Die Genannten haben außerdem auf experimentelle Möglichkeiten zur Beobachtung dieser Resonanz im Infrarotgebiet hingewiesen.

Gleichfalls von der Vorstellung der Teilgitter ausgehend, berechneten Wangness [72] auf klassischem und Tsuya [73] auf quantenmechanischem Wege die Beziehung zwischen den g -Werten der Teilgitter und dem effektiven g -Wert g_{eff} des Spinells. Für zwei Teilgitter ergibt sich in erster Näherung:

$$\omega_0 = \gamma_{\text{eff}} \left\{ [H + (N_x - N_z) M_s] \times [H + (N_y - N_z) M_s] \right\}^{1/2} \quad (15)$$

mit

$$\gamma_{\text{eff}} = (\mathcal{M}_A + \mathcal{M}_B) \cdot [(\mathcal{M}_A/\gamma_A) + (\mathcal{M}_B/\gamma_B)]^{-1} \quad (16)$$

oder auch

$$g_{\text{eff}} = (g_A \mathcal{S}_A + g_B \mathcal{S}_B) / (\mathcal{S}_A + \mathcal{S}_B), \quad (17)$$

wobei g_i den g -Wert und \mathcal{S}_i den Elektronenspin der Teilgitter bedeuten.

Variiert man die Besetzung der Teilgitter mit unmagnetischen, schwach und stark magnetischen Ionen

¹ Vgl. auch die entsprechende Mitteilung von F. Brown und D. Park, [Phys. Rev. 93, 381 (1954)].

passender Weise, so kann man \mathfrak{M}_A und \mathfrak{M}_B in verschiedenem Maße ändern und dabei $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_A + \mathfrak{M}_B = 0$ halten. Nach Gl. (16) ergibt sich in diesem Falle $g_{eff} = 0$, d. h. $g_{eff} = 0$.

MAXWELL, PICKART und HALL [74] ersetzten die Ionen in Nickel-Ferrit schrittweise durch dreiwertiges Aluminium und fanden dabei im Einklang mit den theoretischen Vorstellungen eine Abnahme der Sättigungsmagnetisierung bis nahe an Null (bei $\text{Fe}_{1,3}\text{Al}_{0,7}\text{O}_4$), dann ihren Vorzeichenwechsel und ein Wiederanwachsen.

MCGUIRE [75] untersuchte die ferromagnetische Resonanz dieser Spinelle (Abb. 6) und bestimmte ihren effektiven g -Wert nach Gl. (15). Mit Hilfe der Werte der Sättigungsmagnetisierung gab er weiterhin eine wahrscheinliche Verteilung der Fe^{III} - und der Ni^{II} -Ionen auf die einzelnen Tetraeder- und Oktaederplätze an. Unter Zugrundelegung dieser Verteilung berechnete WANGSNESS [72] die theoretischen Werte von g_{eff} mittels Gl. (17). Für $\text{NiFe}_{1,4}\text{Al}_{0,6}\text{O}_4$ ergibt sich aus der Ionenanordnung $\mathfrak{S} = \mathfrak{S}_A + \mathfrak{S}_B = 0$ und mit nach Gl. (17) $g_{eff} = \infty$. Eine genauere Beschreibung führt zu $g_{eff} < 10$. — Bei dem Vergleich der experimentell gefundenen und der berechneten Werte von g_{eff} ist zu berücksichtigen, daß die $\text{Fe}_{2-a}\text{Al}_a\text{O}_4$ -Spinelle streng genommen durch ein System von vier Teilgittern dargestellt werden müssen und nur durch einen Kunstgriff in ein System von zwei Teilgittern gebracht wurden. Die Übereinstimmung der Meßpunkte mit der theoretischen Kurve in Abb. 6 kann daher (zumal in Anbetracht der Unvollständigkeit der Theorie und der Unsicherheit der experimentellen Werte) als ermutigend für den weiteren Ausbau der Teilgittertheorie angesehen werden¹.

Ist die Theorie voll gesichert, so läßt sich nach Messung der Sättigungsmagnetisierung und des effektiven g -Wertes mit ihrer Hilfe die genaue Verteilung der Ionen auf die einzelnen Gitterplätze bestimmen². Eine zusätzliche Kontrolle wird dabei durch die Untersuchung der Breite der Absorptionslinie ermöglicht, die nach der WANGSNESSschen Theorie ebenfalls von der Ionenkonfiguration abhängig ist. — Grundsätzlich scheint keine Schwierigkeit zu bestehen, die Theorie auch auf kompliziertere Systeme auszudehnen und in der in Rede stehenden Arbeit beschäftigt sich WANGSNESS bereits mit einem System aus vier Teilgittern.

Dabei findet sich auch eine mögliche Erklärung für die zweite Absorptionslinie von $\text{NiFe}_{0,25}\text{Al}_{1,75}\text{O}_4$ in Abb. 6 durch zwei g -Werte für $a = 1,75$ zum Ausdruck kommt³.

Das Verschwinden der Magnetisierung $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_A + \mathfrak{M}_B$ kann man auch auf einem anderen Wege

¹ In einer soeben erschienenen Arbeit untersucht K. WANGSNESS [Phys. Rev. **93**, 68 (1954)] neben den Grundlagen und Gültigkeitsgrenzen der Teilgittertheorie besonders die Fälle $\mathfrak{M} = 0$ und $\mathfrak{S} = 0$.

² Mit Hilfe einer auf gleichartigen Gedankengängen beruhenden Rechnung ermittelte E. W. GORTER [Nature **173**, 123 (1954)] die Verteilung der Ionen von $\text{Ni}_{1,5}^{\text{II}}\text{Fe}_{1,5}^{\text{III}}\text{Ti}_{0,5}^{\text{IV}}\text{O}_4$ auf die beiden Teilgitter.

³ L. R. BICKFORD jr. [Phys. Rev. **92**, 845 (1953)] berichtete darüber, daß sich die Doppellinie im Spektrum von Magnetit bei -190°C als getrennte Resonanz der Elektronen des Teilgitters A und der Elektronen des Teilgitters B deuten lassen und daß die scheinbaren Singletts der einfachen Ferrite in aufgelöste Dubletts anzusehen seien.

erreichen. Läßt man die Zusammensetzung des Spinels unverändert und variiert die Temperatur, so ist nach der NÉELschen Theorie [52] der Temperaturgang der Teilmagnetisierungen \mathfrak{M}_A und \mathfrak{M}_B verschieden. Bei Einhalten gewisser Bedingungen für den Aufbau der Teilgitter fanden GORTER und SCHULKES [76], daß die Magnetisierung von LiFeCr

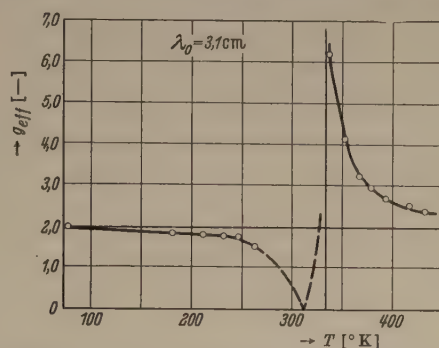


Abb. 7. Effektive g -Werte von $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{1,25}\text{Cr}_{1,25}\text{O}_4$ in Abhängigkeit von der Temperatur T nach VAN WIERINGEN [77]. Die gestrichelte Kurve stellt eine angenäherte Extrapolation mittels Gl. (12a) dar.

Spinellen bei Erhöhung der Temperatur abnahm, ihr Vorzeichen wechselte und wieder anstieg, ehe sie am Curie-Punkt zum zweiten Mal zu Null wurde.

VAN WIERINGEN [77] untersuchte den effektiven g -Wert von $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{1,25}\text{Cr}_{1,25}\text{O}_4$ in Abhängigkeit von der Temperatur (s. Abb. 7). Unglücklicherweise ist die Magnetisierung in dem Bereich von 263 bis 337°K so schwach, daß die Resonanzabsorption nicht beobachtet werden konnte. VAN WIERINGEN extrapolierte

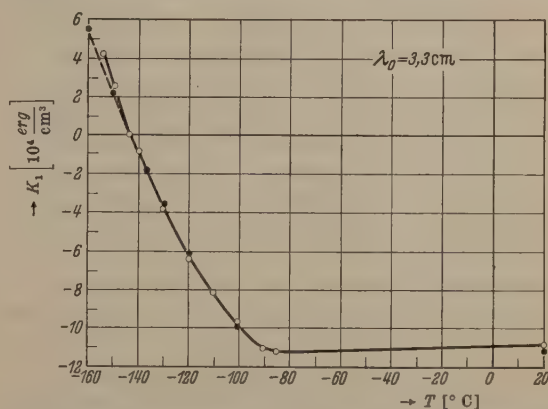


Abb. 8. Anisotropiekonstante K_1 von Magnetit in Abhängigkeit von der Temperatur T . (Von BICKFORD [11] mittels Resonanzabsorption in Einkristallen bestimmt.) Volle Linie: Synthetischer Kristall. Gestrichelte Linie: Natürlicher Kristall.

die Meßwerte in dieses Gebiet mit Hilfe der Gl. (12a), wobei er die Werte für \mathfrak{M} aus der Arbeit von GORTER und SCHULKES entnahm. Bei der „Kompensationstemperatur“ $T = 311^\circ\text{K}$ (d. h. $\mathfrak{M} = 0$) wird g_{eff} in Übereinstimmung mit Gl. (16) zu Null, während bei etwa 335°K auf ein Verschwinden des resultierenden Impulsmomentes J_{Spin} geschlossen werden kann.

Wenn auch die Kurven in Abb. 6 und in Abb. 7 gewisse Ähnlichkeit haben und die zugrunde liegenden Erscheinungen gemeinsame Züge aufweisen, so kann jedoch die Teilgittertheorie in ihrer vorliegenden Form nicht ohne weiteres auf die Meßergebnisse VAN WIERINGENS angewandt werden. Auch aus diesem Blickwinkel wird man daher ihrer weiteren Vervollkommnung mit Interesse entgegensehen können.

4. Messung der magnetischen Anisotropiekonstanten.

Nachdem die Gültigkeit der Gl. (9) theoretisch wie experimentell genügend erhärtet war, wurde sie von BICKFORD [11] und anderen Forschern zur Bestimmung der magnetischen Anisotropiekonstanten K_1 benutzt (Abb. 8)¹. Bei einigen Stoffen wurde bei gewissen Temperaturen ein Vorzeichenwechsel dieser Konstanten beobachtet, d. h. die Anisotropieenergie geht dort durch den Wert Null. Für Magnetit fand BICKFORD [11] diese Temperatur zu -143°C während sie beispielsweise für Co-Zn-Ferrit von OKAMURA und KOJIMA [61], [66] zu rund 70°C gemessen wurde. Dieses Verhalten ist wahrscheinlich mit den am Ende des vorigen Abschnittes erwähnten Anomalien in Verbindung zu bringen, zumal es ungefähr im gleichen Temperaturbereich eintritt.

BICKFORD [11] sowie GALT, MATTHIAS und REMEIK [78] geben den Fehler der auf diese Weise bestimmten Anisotropiekonstanten mit $\pm 2\%$ an. Die zuletzt genannten Autoren halten diese Meßmethode deshalb für genauer als die Bestimmung von K_1 aus der Differenz der aus der Hysteresekurve gewonnenen Integrale $\int H dM$ bei Magnetisierung in [100]-Richtung und [111]-Richtung beispielsweise.

5. Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung M_s .

Nach Ausschaltung des Größeneffektes (s. III, 1c) rührt der Hauptanteil der verbleibenden Unsicherheit (etwa 1–2%) bei der Bestimmung des spektroskopischen Aufspaltungsfaktors gewöhnlich von der ungenauen Kenntnis der Sättigungsmagnetisierung M_s her. Das Resonanzexperiment selbst bietet jedoch mehrere Möglichkeiten, diesen Wert zu ermitteln.

KIP und ARNOLD [32] arbeiteten bei zwei verschiedenen Frequenzen und erhielten so mittels Gl. (9) Werte für g und M_s . Die generelle Zulässigkeit dieser Methode ist jedoch auf Grund der neuesten Untersuchungen von OKAMURA und seinen Mitarbeitern [24] umstritten.

YAGER [37] und BLOEMBERGEN [33] benutzten die von KITTEL [21] entwickelte Beziehung für das bei einigen Stoffen auftretende Minimum in der Resonanzkurve (s. auch [46]) zusammen mit Gl. (6) bzw. Gl. (9) zur Bestimmung von g und M_s . Auch hier gelten jedoch eine Reihe einschränkender Bestimmungen. Zudem liegt das Minimum häufig bei so kleinen Werten des statischen Feldes, daß die Voraussetzung eines magnetisch gesättigten Probekörpers nicht mehr gegeben ist.

HEALY [12] sowie OKAMURA und KOJIMA [61], [66] gewannen Werte von M_s bei verschiedenen Temperaturen durch Untersuchung der ferromagnetischen Resonanz an Proben verschiedener geometrischer Form und entsprechender Benutzung der Gl. (9). Dieses Verfahren dürfte soweit am zuverlässigsten sein, ist aber, wie im Abschnitt III, 3, erwähnt, im allgemeinen nur bei Stoffen mit hohem spezifischem Widerstand anwendbar.

Für metallische Proben eignet sich hingegen ein von GRIFFITHS und MACDONALD [79] angegebenes Verfahren zur Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung mit dem Pendelmagnetometer, das hier zusätzlich erwähnt sei. Dieses Verfahren gestattet die direkte Messung von $(N_y - N_z) M_s$ an dem bei dem

Resonanzexperiment verwandten Probekörper. Zudem hat es den Vorteil, daß der Einfluß der magnetostriktiven Energie berücksichtigt wird, die von mechanischen Spannungen herrührt, die manchmal in der Probe vorhanden sind. Deshalb liefert der mit dieser Methode bestimmte Wert für $(N_y - N_z) M_s$ beim Einsetzen in Gl. (6) bzw. Gl. (9) auch bei Anwesenheit solcher Spannungen richtige Ergebnisse für g , während die meist nach OSBORN [80] gemäß den geometrischen Abmessungen rechnerisch bestimmter Entmagnetisierungsfaktoren in diesem Falle zu fehlerhaften Ergebnissen führen.

Den aus der ungenauen Kenntnis des Wertes der Sättigungsmagnetisierung M_s herrührenden Fehleranteil bei der Bestimmung des g -Wertes eliminiert man naturgemäß am einfachsten durch Verwendung sphärischer Proben, da die diesem Falle entsprechende Gleichung (6b) M_s nicht enthält. Die Forderung nach homogener Magnetisierung der Probe und tragbaren Wirbelstromverlusten erfüllte BAGGLEY [81] auch für Metallproben dadurch, daß er eine kolloidale Suspension des betreffenden Metalls verwandte. Der Durchmesser der in Paraffin aufgehängten kugelförmigen Partikel wird mit 50 bis 100 Å angegeben; er ist somit viel kleiner als die Eindringtiefe des HF-Feldes. Überdies nimmt BAGGLEY an, daß sie aus einem einzigen WEISSschen Bezirk bestehen. — Die auf diese Weise für Eisen, Kupfer und Nickel gefundenen g -Werte stimmen mit den Werten der Tabelle II gut überein.

IV. Ausblick.

Die stürmische Entwicklung der Untersuchung der ferromagnetischen Resonanz seit deren Entdeckung im Jahre 1946 scheint sich neuerdings in zwei Richtungen fortzusetzen:

Einmal harren die gemessenen, teilweise hohen g -Werte und ihre bei einigen Stoffen gefundene Temperatur- und Frequenzabhängigkeit ebenso einer befriedigenden physikalischen Erklärung wie der für die Linienform verantwortliche Dämpfungsmechanismus. Dazu sind weitere experimentelle Untersuchungen der ferromagnetischen Resonanz von Metallen und Nichtmetallen mit verschiedener Kristallstruktur bei hohen und tiefen Temperaturen, vor allem auch bei Wellenlängen unterhalb von $\lambda_0 = 1,25\text{ cm}$ [82] wünschenswert. Hierbei gilt es in erster Linie auch zu klären, ob die erwähnten Temperatur- und Frequenzabhängigkeiten des spektroskopischen Aufspaltungsfaktors auf mangelnde magnetische Sättigung des Probekörpers oder auf Meßfehler aller Art zurückzuführen sind, oder ob dieses in einzelnen Fällen beobachtete Verhalten tatsächlich den physikalischen Tatbestand wiedergibt und die KITTELSche Theorie einer entsprechenden kleinen Korrektur bedarf.

Andererseits ist diese Theorie inzwischen in ihren wesentlichen Punkten als gesichert anzusehen. — Ferner sind die einzelnen Verfahren zur experimentellen Untersuchung der ferromagnetischen Resonanz mittlerweile genauer bekannt geworden. Auf ein gegenwärtig vom Verfasser vervollkommenes direktes Meßverfahren wurde bereits im Abschnitt III, 1c hingewiesen. Damit schreitet die Untersuchung der ferromagnetischen Resonanz weiter fort auf dem Wege zur Hochfrequenzspektroskopie [83], mit ihren zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten, von denen hier nur ein Teil behandelt werden konnte.

¹ P. W. ANDERSON, F. R. MERRITT, J. P. REMEIK und W. A. YAGER [Phys. Rev. 93, 717 (1954)] berichteten soeben über eine nach dieser Methode ausgeführte Untersuchung der Kristallenergie von $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$.

Die Zusammenstellung dieses Berichtes wurde ermöglicht durch die Benutzung der Bibliothek des Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure in Paris sowie der Bibliothek der Universität Nottingham, wofür der Verfasser den Institutsdirektoren Herrn Professor Y. ROCARD und Herrn Professor J. F. BATES zu Dank verpflichtet ist. Herrn Professor P. GRIVET sei an dieser Stelle für fördernde Hinweise und Herrn Dr. M. SOUTIF sowie Herrn Dr. K. J. STANDLEY für wertvolle Diskussionen aufrichtig gedankt.

Zusammenfassung.

Nach einer kurzen Darstellung der ferromagnetischen Resonanz in quantenmechanischer und in klassischer Betrachtungsweise wird die von C. KITTEL aufgestellte Resonanzbedingung abgeleitet. Der Einfluß der geometrischen Form des Probekörpers und einer Kristallanisotropie werden erläutert. Der Unterschied zwischen dem magneto-mechanischen Faktor g und dem spektroskopischen Aufspaltungsfaktor g werden diskutiert.

Bei der Betrachtung der Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen wird die experimentelle Verifikation der KITTELSchen Theorie vorangestellt. Die g -Faktoren von Metallen, metallischen Verbindungen und metallischen Legierungen werden zusammengestellt und diskutiert. Nach einer kurzen Darstellung der Anschauungen über die kristallographischen und die magnetischen Eigenschaften von Ferriten wird gezeigt, wie die Untersuchung der ferromagnetischen Resonanz diese Anschauungen bestätigt und vertieft hat. Es wird erläutert, wie die Anisotropiekonstante und die Sättigungsmagnetisierung ferromagnetischer Stoffe mit Hilfe dieses Resonanzphänomens gemessen werden können.

Nachtrag.

Bei der Wellenlänge $\lambda_0 = 1,24$ cm und Temperaturen $T = 180^\circ\text{C} \dots 380^\circ\text{C}$ untersuchte T. OHTSUKA [Technical Report No. 187, Cruft Laboratory, Harvard University, 1953] die ferromagnetische Resonanz an drei Kobalteinkristallen bei verschiedener Lage der hexagonalen Achse ($\vartheta = 11,2^\circ; 53,8^\circ$ und 80°) zur Richtung des äußeren Feldes \mathcal{H} . Die Beobachtungen konnten bei der benutzten Wellenlänge nur bei erhöhten Temperaturen durchgeführt werden, weil bei der verwandten Probenform die Resonanzfrequenz bei Zimmertemperatur weitgehend von dem starken Anisotropiefeld bestimmt wird ($K'_1 \approx 6 \cdot 10^6$ erg/cm³), so daß selbst für $H = 0$ Resonanz erst bei einer Wellenlänge $\lambda_0 = 1$ cm zu erwarten ist. — Mit Hilfe der gemessenen Daten und der von J. R. MACDONALD [Proc. Phys. Soc. A 64, 968, (1951)] abgeleiteten Ausdrücke für N_{ex} und N_{ey} bei hexagonaler Kristallsymmetrie konnte OHTSUKA Werte für die Anisotropiekonstanten K'_1 und K'_2 berechnen, die mit den aus der Literatur bekannten zufriedenstellend übereinstimmen. Der Wechsel der leichten Magnetisierungsrichtung von der hexagonalen Achse in die dazu senkrechte Ebene wurde zwischen $T = 228^\circ\text{C}$ und $T = 303^\circ\text{C}$ eindeutig beobachtet, ein Vergleich mit der erst im Anfang der Entwicklung stehenden Theorie der Kristallanisotropie war jedoch nicht möglich, da diese die Temperaturabhängigkeit von K'_1 und K'_2 noch nicht sicher voraussagen kann. — Die unter der Annahme $g_{\perp} = g_{\parallel}$ (zur hexagonalen Achse) berechneten Auf-

spaltungsfaktoren fallen von $g = 2,65$ bei $T = 180^\circ\text{C}$ auf $g \approx 2,25$ bei $T = 260^\circ\text{C}$ ab und bleiben dann bis zur höchsten beobachteten Temperatur $T = 380^\circ\text{C}$ annähernd konstant. Eine Erklärung dieses Temperaturganges vermag auch OHTSUKA nicht zu geben (wenn nicht $g_{\perp} \neq g_{\parallel}$), er weist jedoch darauf hin, daß die Unsicherheit in der Bestimmung von ω_0 , H_{max} , M_s und der Entmagnetisierungsfaktoren maximal zu einem relativen Fehler $\Delta g/g = 3\%$ führt.

Die Temperatur- und die Frequenzabhängigkeit des nach Gl. (6b) berechneten g -Wertes wurden von T. OKAMURA [Sci. Rep. Res. Insts. Tôhoku Univ. A6, 89 (1954)] bei $\lambda_0 = 3,2; 1,6; 1,2$ und $0,6$ cm bei Zimmertemperatur sowie bei $T = -196^\circ\text{C}$ an sphärischen Proben aus Ni-, Cu-, Mg-, Ni-Zn-, Mn-Zn-, Co-Zn-, Ni-Mg-, und Cu-Mg-Ferriten sowie an Ni-Ferrit-Aluminaten untersucht. OKAMURA erhielt praktisch temperatur- und frequenzunabhängige Aufspaltungsfaktoren, wenn er (wie in [24] und [35]) zu deren Berechnung statt Gl. (6b) die Beziehung

$$\omega_0 = \gamma (H + H_i) \quad (6b')$$

benutzte. Die Größe des „inneren Feldes“ H_i ist nach OKAMURA für ein bestimmtes Ferrit unabhängig von der Frequenz und kann deshalb mit Hilfe der linearen Beziehung $H_{max} = \varphi(f)$ durch Extrapolation auf $H \rightarrow 0$ gefunden werden. Die so bestimmten H_i -Werte (von etwa $100 \dots 500$ Oersted) lassen sich angenähert durch die Beziehung

$$H_i = A + b M_s \quad (18)$$

wiedergeben, wobei A und b Konstante sind. — Neben zahlreichen Werten für A und b sowie H_i enthält die Arbeit von OKAMURA eine nahezu vollständige Zusammenstellung aller bisher gemessener g -Werte von Ferriten sowie zahlreiche, nach Gl. (6b') korrigierte Aufspaltungsfaktoren. Bei der Betrachtung von deren Frequenz- und Temperaturkonstanz ist jedoch nicht aus dem Auge zu verlieren, daß bisher keine Erklärung des physikalischen Wesens von H_i gegeben werden konnte (vgl. auch MACDONALD, loc. cit.) und daß auch OKAMURA für Nickel ($g = 2,15$) und Permalloy ($g = 2,25$) einen frequenzunabhängigen g -Wert fand, wenn er zu dessen Berechnung die ursprüngliche Gl. (6a) benutzte.

M. DATE [Sci. Rep. Res. Insts. Tôhoku Univ. A6, 109 (1954)] sieht als mögliche Ursachen von H_i (in polykristallinen Proben) a) die Kristallanisotropie der Mikrokristalle, b) verschiedene Relaxationsprozesse, c) makroskopische Ursachen, wie wechselnde Werte der Entmagnetisierungsfaktoren infolge von Porosität der Probe und d) eine Besonderheit der Ferrimagnetika [52] an. Seine Rechnungen ergeben für a) $H_i \approx 3$ Oersted und für b) $H_i \approx 0,02$ Oersted, also weitaus kleinere Werte als die geforderten, während die Möglichkeit c) von OKAMURA (loc. cit.) auf Grund seiner Meßergebnisse als unwahrscheinlich bezeichnet wird.

Bei sehr sorgfältigen Untersuchungen an Ferritproben im 3,2-, 1,25- und 0,8-cm-Band fand P. A. MILES [Dissertation London, März 1954] unter anderem, daß der gemessene Resonanzfeldstärkenwert H_{max} von der räumlichen Lage der Probekugel im Hohlraumresonator [45] abhängen kann, wodurch eine neue Fehlermöglichkeit bei der Bestimmung des g -Wertes nach Gl. (6b) bzw. (6b') gegeben ist. Es scheint daher angebracht, bei der Angabe der Fehler-

grenzen der experimentellen Bestimmung der g -Werte recht vorsichtig zu sein, zumal durchaus die Möglichkeit weiterer, bisher nicht aufgefundener Fehlerquellen bestehen dürfte.

Im 1,25-cm-Band maßen K. H. REICH und K. J. STANDLEY [unveröffentlicht] die g -Werte verschiedener Ni-Al- und Ni-Sb-Legierungen zwischen $T=20^\circ\text{C}$ und dem Curie-Punkt zu $g=2,19 \pm 0,04$, während für Ni-Mn-Legierungen eine Abnahme des spektroskopischen Aufspaltungsfaktors mit steigendem Mangan-gehalt gefunden wurde.

Ein gutes Beispiel für die Leistungsfähigkeit der Untersuchung der ferromagnetischen Resonanz als Hochfrequenzspektroskopie liefern die umfangreichen Beobachtungen E. W. GORTERS [Dissertation Leiden, Juni 1954; erscheint in Philips' Res. Rep.] an verschiedenen magnetischen Halbleitern. Auch in dem Übersichtsartikel von J. SMIT und H. P. J. WIJN [erscheint in Advances of Electronics VI, Academic Press, New York 1954] kommt diese Entwicklung zum Ausdruck.

Darüber hinaus scheint sich jedoch eine noch viel interessantere Möglichkeit abzuzeichnen. Während als Ergebnis der SLATERSchen Arbeiten [Rev. Mod. Phys. 25, 199 (1953)] bereits die allgemeinere Gültigkeit des HEITLER-LONDON-HEISENBERGSchen Modells des Ferromagnetismus angezweifelt worden war, sieht es nun nach den Untersuchungen M. R. SCHAFROTHS [Proc. Phys. Soc. A 67, 33 (1954)] und G. C. FLETCHERS [Proc. Phys. Soc. A 67, 505 (1954)] so aus, als ob auch der Anwendungsbereich der Spinwellentheorie und der Theorie der kollektiven Elektronen weitaus begrenzter sei, als das zeitweilig angenommen wurde. Genau so, wie die Untersuchung der ferromagnetischen Resonanz bei der Aufdeckung der Unvollkommenheiten dieser bestehenden Ansätze mitgeholfen hat, so sollte die durch sie ermöglichte bessere Einsicht in die atomaren Verhältnisse einen wertvollen Beitrag für das Zustandekommen einer endgültigen Theorie des Ferromagnetismus liefern können.

Literatur. Die bis zum 15. Oktober 1953¹ veröffentlichten experimentellen Arbeiten aus dem Gebiete der ferromagnetischen Resonanz sind nahezu lückenlos enthalten. Von den theoretischen Arbeiten wurden nur solche aufgenommen, die den in diesem Bericht dargestellten Teil der Theorie behandeln; insbesondere fanden Mitteilungen über den möglichen Dämpfungsmechanismus keine Berücksichtigung. Ihre Diskussion ist in der im Abschn. III, 1c angekündigten Arbeit vorgesehen.

- [1] BRAUNBECK, W.: Naturwiss. 36, 98 und 338 (1949). —
- [2] HONERJÄGER, R.: Naturwissenschaften 38, 34 (1951). —
- [3] MAIER, W.: Erg. exakt. Naturw. 24, 275 (1951). — [4] GANS, R. und R. G. LOYARTE: Ann. Phys. Lpz. 64, 209 (1921). — [5] DORFMANN, J.: Z. Phys. 17, 98 (1923). — [6] LANDAU, L. und E. LIFSCHITZ: Phys. Z. Sowj. 8, 153 (1935). — [7] GRIFFITHS, J. H. E.: Nature 158, 670 (1946). — [8] KITTEL, C.: Phys. Rev. 71, 270 (1947); 73, 155 (1948). — [9] VAN VLECK, J. H.: Physica 17, 234 (1951). — [10] KITTEL, C. und C. HERRING: Phys. Rev. 77, 725 (1950). — [11] BICKFORD jr., L. R.: Phys. Rev. 76, 137 (1949); 78, 449 (1949). — [12] HEALY jr., D. W.: Phys. Rev. 86, 1009 (1952). — [13] GRIFFITHS, J. E. H.: Physica 17, 253 (1951). — [14] KRONIG, R.: Physica 15, 264 (1949). — [15] LUTTINGER, J. M. und C. KITTEL: Helvetica Phys. Acta 21, 480 (1948). — [16] RICHARDSON, J. M.: Phys. Rev. 75, 1630 (1949). — [17] POLDER, D.: Phil. Mag. 40, 99 (1949). — [18] VAN VLECK, J. H.: Phys. Rev. 78, 266 (1950). — [19] BIRKS, J. B.:

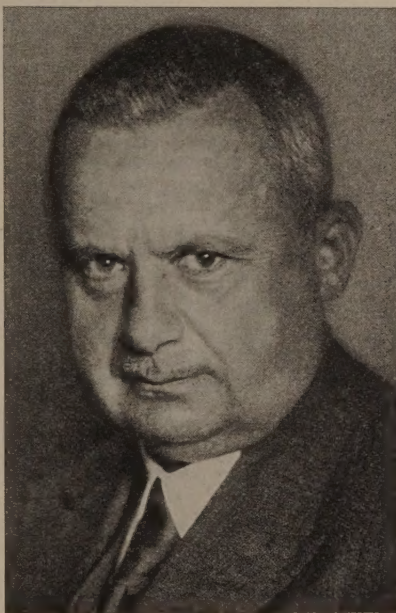
- Phys. Rev. 74, 988 (1948). — [20] RADO, G. T.: Phys. Rev. 75, 893 (1949). — [21] KITTEL, C.: Phys. Rev. 76, 743 (1949). — J. Phys. Radium 12, 291 (1951). — [22] MEYER, A. J. P.: Ann. Phys. 6, 171 (1951). — [23] BARNETT, S. J.: Phys. Rev. 90, 315 (1953). — [24] OKAMURA, T., Y. TORIZUKA und Y. KOJIMA: Phys. Rev. 88, 1425 (1952). — [25] RADO, G. T., R. W. WRIGHT, W. H. EMBERSON und A. TERRIS: Phys. Rev. 88, 909 (1952). — [26] ADAM, G. D. und K. J. STANDLEY: Proc. Phys. Soc. A 66, 823 (1953). — [27] OKAMURA, T., Y. TORIZUKA und Y. KOJIMA: Phys. Rev. 84, 372 (1951); Sci. Rep. Res. Insts. Tōhoku Univ. A 3, 383 (1951). — [28] HEWITT, H. W., jr.: Phys. Rev. 73, 1118 (1948). — [29] BELJERS, H. G.: Physica 1, 629 (1948). — [30] KITTEL, C., W. A. YAGER und F. R. MERRITT: Physica 15, 256 (1949). — [31] YAGER, W. A. und R. M. BOZORTH: Phys. Rev. 72, 80 (1947). — [32] KIP, A. F. und F. D. ARNOLD: Phys. Rev. 75, 1556 (1949). — [33] BLOEMBERGEN, N.: Phys. Rev. 78, 572 (1950). — [34] MEYER, A. J. P.: C. R. Acad. Sci. Paris 235, 1382 (1952). — [35] OKAMURA, T. und Y. KOJIMA: Physica 19, 412 (1953). — [36] YAGER, W. A., F. R. MERRITT und C. GUILLAUD: Phys. Rev. 81, 477 (1951). — [37] YAGER, W. A.: Phys. Rev. 75, 316 (1949). — [38] STANDLEY, K. J.: Dissertation, Oxford 1949. — [39] KIP, A. F. et al.: Phys. Rev. 89, 519 (1953); Rev. Mod. Phys. 25, 229 (1953). — [40] ITOH, J. und T. AKIOKA: Phys. Rev. 77, 293 (1950). — [41] YAGER, W. A. und F. R. MERRITT: Phys. Rev. 75, 318 (1949). — [42] BARNETT, S. J. (und G. S. KENNY): Phys. Rev. 66, 224 (1944); 87, 723 (1952). — [43] GUILLAUD, C.: J. Phys. Radium 12, 233 (1951). — [44] VAN VLECK, J. H.: Physica 15, 197 (1949). — [45] KOCH, B.: Erg. exakt. Naturw. 24, 222 (1951). — [46] REICH, K. H.: A. E. Ü. 8 (1954) erscheint in Kürze. — [47] EWALD, P. P. und C. HERMANN: Strukturberichte, Akad. Verlagsges. Leipzig 1931, Bd. I, S. 350. — [48] BARTH, T. W. F. und E. POSNIAK: Z. Kristall 82, 325 (1932). — [49] International Tables for X-ray Crystallography; Kynoch Press Birmingham (England) 1952, Bd. I, S. 341. — [50] VERWEY, E. J. W. und E. L. HEILMAN: J. Chem. Phys. 15, 174 (1947). — [51] VERWEY, E. J. W., P. B. BRAUN, E. W. GORTER, F. C. ROMELIJN und J. H. VAN SANTEN: Z. phys. Chem. 198, 6 (1951). — [52] NÉEL, L.: Ann. Phys. Paris 3, 137 (1948); Z. anorg. Chem. 262, 175 (1950). — [53] GUILLAUD, C.: J. Phys. Radium 12, 239 (1951). — [54] GORTER, E. W.: Nature 165, 798 (1950); C. R. Acad. Sci. Paris 230, 192 (1950). — [55] GUILLAUD, C., W. A. YAGER, F. R. MERRITT und C. KITTEL: Phys. Rev. 79, 181 (1950). — [56] OKAMURA, T., Y. KOJIMA und Y. TORIZUKA: Sci. Rep. Res. Insts. Tōhoku Univ. A 3, 725 (1951). — [57] YAGER, W. A., J. K. GALT, F. R. MERRITT und E. A. WOOD: Phys. Rev. 80, 744 (1950). — [58] BELJERS H. G. und D. POLDER: Nature 165, 800 (1950). — [59] OKAMURA, T. und Y. TORIZUKA: Nature 168, 162 (1951); Sci. Rep. Res. Insts. Tōhoku Univ. A 3, 219 und 223 (1951). — [60] OKAMURA, T. und Y. TORIZUKA: Nature 167, 968 (1951). — [61] OKAMURA, T. und Y. KOJIMA: Phys. Rev. 86, 1040 (1952). — [62] BICKFORD jr., L. R.: Rev. Mod. Phys. 25, 75 (1953). — [63] WILLIAMS, H. J., R. M. BOZORTH und M. GOERTZ: Phys. Rev. 91, 1107 (1953). — [64] OKAMURA, T. und Y. TORIZUKA: Sci. Rep. Res. Insts. Tōhoku Univ. A 3, 214 (1951). — [65] OKAMURA, T. und Y. TORIZUKA: Phys. Rev. 83, 847 (1951). — [66] OKAMURA, T. und Y. KOJIMA: Phys. Rev. 85, 690 (1952). — [67] NAGAMIYA, T.: Prog. Theoret. Phys. 6, 350 (1951). — [68] KITTEL, C.: Phys. Rev. 82, 565 (1951). — [69] KEEFER, F. und C. KITTEL: Phys. Rev. 85, 329 (1952). — [70] WANGSNES, R. K.: Phys. Rev. 86, 146 (1952). — [71] KAPLAN, J. und C. KITTEL: J. chem. Phys. 21, 760 (1953). — [72] WANGSNES, R. K.: Phys. Rev. 91, 1085 (1953). — [73] TSUYA, N.: Prog. Theoret. Phys. 7, 263 (1952). — [74] MAXWELL, L. R. und S. J. PICKART: Phys. Rev. 92, 1120 (1953). — [75] MCGUIRE, T. R.: Phys. Rev. 91, 206 (1953). — [76] GORTER, E. W. und J. A. SCHULKES: Phys. Rev. 90, 487 (1953). — [77] VAN WIERINGEN, J. S.: Phys. Rev. 90, 488 (1953). — [78] GALT, J. K., B. T. MATTHIAS und J. P. REMEIK: Phys. Rev. 79, 391 (1950). — [79] GRIFFITHS, J. E. H. und J. R. MACDONALD: J. Scientific Instr. 28, 56 (1951). — [80] OSBORN, J. A.: Phys. Rev. 67, 351 (1945). — [81] BAGGULEY, D. M. S.: Proc. Phys. Soc. London A 66, 765 (1953). — [82] KING, W. C. und W. GORDY: Phys. Rev. 90, 319 (1953). — [83] GORDY, W., W. V. SMITH und R. F. TRAMBARULO: Microwave Spectroscopy; 1953, John Wiley & Sons, Inc., New York; Chapman & Hall, Ltd., London.

¹ Bis zur Korrektur erschienene Arbeiten sind in Fußnoten berücksichtigt.

Robert Pohl 70 Jahre.

Am 10. August 1954 vollendet ROBERT WICHARD POHL das 7. Jahrzehnt seines Lebens, frisch und taten-
hoch wie je. Zwar stellt das Festheft seine Hauszeit-
schrift, die Zeitschrift für Physik, deren Redaktion
er nach dem Kriege übernahm, aber seine Verdienste
an die Anwendungen der Physik sind durch die Her-
ausarbeitung und Aufklärung von
vielen Erscheinungen, die zu den
wichtigsten technischen Erfolgen
der Physik führten, so groß, daß
auch diese Zeitschrift allen Grund
hat, dieses Tages zu gedenken.

Als Sohn der Hansastadt Ham-
burg mit der Schulbildung des be-
hämten Johanneums ward ihm der
weltweite Blick von Kindesbeinen
mitgegeben. Sein Physikstu-
dium begann er in Heidelberg, um
aber schon im 2. Semester nach
Berlin überzusiedeln, wo er lange
jahre blieb und zuletzt bei RU-
SENS Assistent und Dozent war.
In den Ferien aber arbeitete er
viel mit WALTER zusammen in
seiner Heimatstadt. Dabei gelang
den beiden Forschern die erste
richtige Abschätzung der Wellen-
länge der Röntgenstrahlen aus An-
wendungen von Spaltbeugung. In
Berlin fand POHL in Zusammen-
arbeit mit dem fast gleichaltrigen P. PRINGSHEIM das
Arbeitsgebiet seines Lebens, die lichtelektrischen Er-
scheinungen, aus dem immer neue Fragestellungen her-
vorquollen. Als er seit 1919 (berufen wurde er schon
1916) in Göttingen eine breitere Basis seiner Forschung
gefunden hatte, wurden dort bis in die jüngste Zeit
hunderterte von Arbeiten über Lumineszenz, inneren
lichtelektrischen Effekt, Halbleiter und das latente
Bild ausgeführt, die durch ihre mustergültige Klar-
heit und Sauberkeit der Versuche bereits als die klas-
sischen Arbeiten dieses Gebiets zählen.



Bei dem Namen POHL denkt jeder Physiker an
seine glänzende Vorlesung und die hervorragenden
Lehrbücher. Diese bedeuten in ihrer Prägnanz und
der Eindringlichkeit der ausgewählten, meist
selbst erdachten Versuche eine neue Stufe der Lehr-
buchliteratur. Die unerbittliche Logik der Dar-
stellungen ist die Grundlinie, auf
der auch die bis ins letzte durch-
geführte Benützung eines einheit-
lichen Maßsystems (m, kg, sec, A,
V, grad) liegt. Hier, sowie in der
Einrichtung eines Physik-Hörsaals
ist POHL in der festen Überzeu-
gung der Richtigkeit seines Sys-
tems fast schon intolerant, aber
er wird es bei seinem Humor
nicht verübeln, wenn Verfasser an
einen von POHL oft gebrauchten
Trostspruch erinnert: „Es geht
auch so“.

POHL besitzt eine fast an-
geborene menschliche Autorität.
Sie ermöglichte ihm stets, allen
schwierigen Situationen gewachsen
zu sein. Nicht leicht war z. B.
das (von ihm so benannte) zwei-
schläfrige Bett der beiden, in
einem Haus vereinigten Göttinger
Institute, deren gemeinsame Ein-
richtungen von ihm betreut wur-
den. POHL ist — im besten Sinn des Wortes —
der Grandseigneur unter den deutschen Physikern. Diese
Eigenschaft gibt ihm auch die richtige Einstellung zu
den zahlreichen äußeren Ehrungen, mit denen er be-
dacht wurde und wird. Gerade solche feste Charaktere
braucht gegenüber den Nurwissenschaftlern die deut-
sche Physik schon um ihrer Vertretung nach außen
willen. So wünschen wir dem Jubilar noch viele frucht-
bare Jahre. Alle Voraussetzungen sind gegeben:
Gesundheit und glückliches, sorgenfreies Familien-
leben.

G. Joos.

Buchbesprechungen.

Physik der Flüssigkeiten und Gase. Naturforschung und Medizin in Deutschland 1939—1945. Fiat-Bericht Bd. 10. Herausgegeben von E. Kappler. Weinheim: Chemie-Verlag 1953. 352 S. u. 4 Abb. Kart. DM 20,—.

Über die Hälfte des Bandes nimmt der Abschnitt Physik der Flüssigkeiten ein, an dem unter anderen KAPPLER selbst, STUART, E. FISCHER, G. SCHUBERT, L. BERGMANN mitgewirkt haben. Er besteht aus den Unterabschnitten: Struktur, Thermodynamik und statistische Mechanik der Flüssigkeiten, Schallausbreitung, dielektrische, optische, magnetische Eigenschaften, Elektrizitätsleitung in Flüssigkeiten. Ein 2. umfangreicher Abschnitt von H. HAUSEN, WALDMANN, BERGMANN, BUHL und FINKELNBURG behandelt die „Physik der Gase“ mit einer ähnlichen Einteilung. Es folgt ein kurzer, von KAPPLER selbst verfaßter Abschnitt über Schwingungserscheinungen, in dem theoretische und experimentelle Arbeiten über allgemeine Schwingungserscheinungen, über BROWNSche Bewegung und über die Grenzen der Meßtechnik referiert werden. Den Schluß des Bandes bildet ein größerer Abschnitt über Kolloid-Physik von F. H. MÜLLER und H. ERBRING, in dem unter anderem über Teilchengröße und -form, über Makromoleküle, über mechanisch-thermisches, über optisches und elektrisches Verhalten der Kolloide berichtet wird.

Es bedarf kaum der Erwähnung, wie wertvoll dieser Bericht über die in der Kriegszeit in Deutschland entstandenen, teilweise schwer zugänglichen oder überhaupt unveröffentlichten Arbeiten zur Zeit seiner Fertigstellung im Jahre 1947 gewesen wäre. Die Verzögerung des Erscheinens um über 6 Jahre hat naturgemäß diesen Wert stark vermindert und ist um so mehr zu bedauern, als Herausgeber und Verfasser des Berichtes eine Unsumme an gediegener selbstloser und gewissenhafter Arbeit aufgewendet haben. G. HETTNER.

Klinger, H. H.: Einführung in die Mikrowellen und ihre wissenschaftlichen Anwendungen. Stuttgart: S. Hirzel 1953. VIII, 118 S. u. 92 Abb. Geb. DM 9,60.

Wie der Verfasser im Vorwort angibt, wendet sich dieses Buch an Studierende, Physiker und Naturwissenschaftler, die zwar mit den Grundlagen der Elektronik und der Schwingungslehre vertraut sind, dagegen keine ausgesprochenen Fachkenntnisse in der Hochfrequenztechnik besitzen. Diese Leser werden im ersten Teil die Prinzipien der Mikrowellentechnik, die einfache und leicht verständliche Darstellung der experimentellen Grundlagen der Höchsthochfrequenztechnik, die Verwendung von Hohlleitern und Hohlraumresonatoren, die Erzeugung von Mikrowellen durch Reflexklystrons und Magnetrons, die Eigenschaften der Detektoren und die spezielle Meßtechnik begrüßen. Der fachkundige Leser wird wünschen, daß in einer Neuauflage einige Irrtümer und Maß-einheitenfehler im ersten und zweiten Teil beseitigt werden.

Im zweiten Teil „Die Anwendung der Mikrowellen in der Naturwissenschaft“ wird in gedrängter Form ein Überblick über alle Anwendungsgebiete der Mikrowellen gegeben. Der Leser gewinnt dadurch schnell einen Überblick über dieses Gebiet, das heute bereits einen großen Umfang erreicht hat, und findet an Hand des Schrifttums die hauptsächlichsten Arbeiten für jedes Anwendungsgebiet, die in der Fachliteratur weit verstreut zu finden sind. Es werden behandelt: Die Mikrowellenspektroskopie, die magnetische Resonanzabsorption in Kristallen, die dielektrischen Eigenschaften in polaren Flüssigkeiten, ferner die biologischen und medizinischen Wirkungen und die Anwendung der Mikrowellen in Astronomie, Astrophysik und Kernphysik. Auch dieser zweite Teil ist als Einführung für einen Leser gedacht, der nicht Fachspezialist ist und die Kürze der Darstellung ermöglicht natürlich nur einen Überblick. Für diesen Zweck ist das Buch durchaus zu empfehlen. E. LUTZE.

Elektronenemission, Elektronenbewegung und Hochfrequenztechnik, Teil II. Naturwissenschaft und Medizin in Deutschland 1939—1946. Fiat-Bericht Bd. 16. Herausgegeben von G. Goubau und J. Zenneck. Weinheim: Verlag Chemie 1953. 292 S. u. 135 Abb. Kart. DM 18,—.

Der vorliegende Band gibt einen interessanten Einblick in die deutschen Arbeiten auf dem eigentlichen Gebiet der Hochfrequenztechnik, interessant vor allem deshalb, weil hier kriegsentscheidende Forschung betrieben wurde. Die Beiträge geben natürlich kein vollständiges Bild, da sie im

Jahre 1947 verfaßt wurden, als die Autoren sich auf die Unterlagen beschränken mußten, die ihnen zufällig verfügbar waren. Sie umfassen auch bei weitem nicht alle Arbeitsgebiete, weil zahlreiche Autoren bei der damaligen politischen Situation in gewissen Dingen sehr zurückhaltend waren. Das vorliegende Heft ist daher zwar historisch interessant, aber in keiner Weise ein Maßstab für den Umfang der während des Krieges in Deutschland geleisteten Forschung.

Inhalt: W. BÜCK: Röhrenverstärker bei Dezimeterwellen; K. SCHÖNHAMMER: Sonstige Verstärker; K. FRÄNZ: Schrotr effekt von Elektronenröhren und Grenzen der Verstärkung; R. HONERJÄGER: Elektromagnetische Wellen in Metallröhren; R. MÜLLER: Hohlräume; H. MEINKE: Schaltelemente für sehr hohe Frequenzen; K. FRÄNZ: Antennen; R. FELDTKELLER: 2n-Poltheorie; A. WEISSFLOCH: Theorie leitungsgekoppelter Systeme; G. GOUBAU: Theorie der Hohlraumssysteme; W. PFISTER: Wellenausbreitung längs der Erde; W. BECKER: Wellenausbreitung in der Ionosphäre; B. BECKMANN: Messungen der Wellenausbreitung; H. SIEDENTOPF: Atmosphärische Störungen; P. v. HANDEL: Peilung; F. SCHRÖTER: Fernsehen; Ch. SCHMELZER: Meßsender; A. SCHEIBE: Absolute Frequenzmessung; W. KROEBEL: Frequenz-Spektrometer; A. WEISSFLOCH: Impedanzmessungen; A. STENZEL: Ausmessung von Feldern; Ch. SCHMELZER: Messung von Materialkonstanten.

Bekannte und erfolgreiche Vertreter des Fachgebietes stellen eine Fülle von Material zusammen, dessen Existenz sonst wohl weitgehend unbekannt geblieben wäre und in dem trotz der außerordentlich schnellen Entwicklung der Hochfrequenztechnik manche auch heute noch bedeutsamen, grundlegenden Erkenntnisse enthalten sind.

H. H. MEINKE.

Joos, G. und Th. Kaluza: Höhere Mathematik für den Praktiker, 7. Auflage. Leipzig: J. A. Barth 1954. XII, 387 S. u. 93 Abb. Geb. DM 23,10.

Der Inhalt der 7. Auflage des allgemein bekannten Werkes deckt sich im wesentlichen mit dem der früheren Auflagen und behandelt elementare Hilfsmittel, Differential- und Integralrechnung, Reihen, Differentialgleichungen, Variationsrechnung und Funktionen komplexer Veränderlicher. Die zu jedem Abschnitt hinzugefügten Aufgaben mit den dazugehörigen Lösungen am Ende sind, dem Charakter des Buches entsprechend, so ausgewählt, daß sie, auch wenn dies nicht immer ausgesprochen wird, zu den bei praktischer Anwendung häufig vorkommenden Fällen in Beziehung stehen. Die Dezimalteilung der einzelnen Abschnitte wird sicher begrüßt werden, da sie bei einer Verwendung des Buches als Nachschlagewerk die Übersicht erleichtert gegenüber älteren Auflagen. Neu hinzugekommen sind einige Kapitel im Anhang, der eine Einführung in folgende Gebiete bringt: Fluchtlinientafeln, Korrelationsrechnung, Matrizenrechnung und Integralgleichungen.

Will man dem Buch gerecht werden, so darf man es nicht vom Standpunkt des reinen Mathematikers aus betrachten. Dies würde auch gar nicht der im Vorwort ausgesprochenen Absicht der Verfasser entsprechen, dem Praktiker ein, soweit möglich, von Problematik freies mathematisches Rüstzeug für seine täglichen Arbeiten an die Hand zu geben. So anspruchslos diese Aufgabenstellung auch klingen mag, so schwierig ist sie ohne Zweifel in der Wirklichkeit umzusetzen, ohne daß dabei die auch bei einer Mathematik für den Praktiker unerläßlichen Mindestforderungen an mathematischer Sauberkeit außer Acht gelassen werden. Die Verfasser haben es verstanden, diese Gefahr weitgehend zu vermeiden und damit all denen, die Mathematik als Handwerkszeug und nicht als Wissenschaft an sich benötigen, ein wertvolles Hilfsmittel geliefert.

Soweit dies innerhalb der Grenzen, die einer Einführung gesetzt sind, möglich ist, wäre für die folgenden Auflagen eine Erweiterung des Stoffes wünschenswert, die dem immer mehr ansteigenden Bedarf des Praktikers an mathematischen Hilfsmitteln entspricht. Als Beispiel sei die Operatorenrechnung, insbesondere die Laplace-Transformation erwähnt, die heute bei der Behandlung von Fragen der Regel- und Impulstechnik fast unentbehrlich geworden ist.

Daß sich das Buch großer Beliebtheit erfreut, beweist die rasche Folge seiner Auflagen und es ist sicher, daß auch die jetzt vorliegende 7. Auflage eine gute Aufnahme finden wird.

E. FÜNFER.